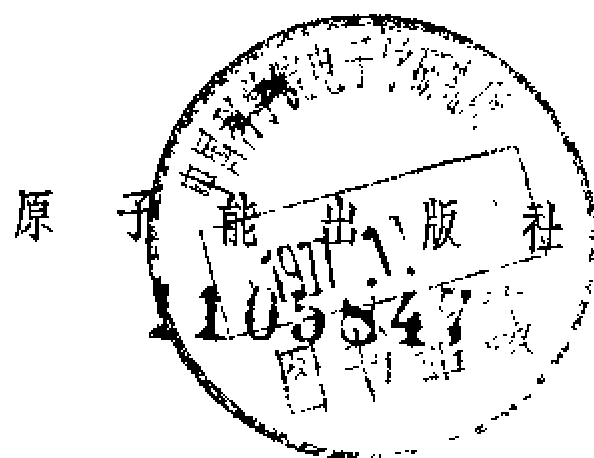
核 电 子 学

E 科瓦尔斯基

原子能出版社

核 电 子 学

E. 科瓦尔斯基 著
何 殿 祖 译



原 子 能 出 版 社

内 容 简 介

本书综合介绍了近代核电子学的常用技术。内容从核辐射探测器、输入电路、模拟电路、模拟-数字变换器、数字电路直到数据的获取与处理等，是一本系统性较强的专论，书末并介绍了大量的参考文献。可供从事核电子学及核物理实验工作的技术人员及大专院校有关专业师生参考。

Nuclear Electronics
E. Kowalski
Springer-Verlag 1970

核 电 子 学
E. 科瓦尔斯基 著
何 殿 祖 译
原子能出版社出版
北京印刷三厂印刷
新华书店北京发行所发行 · 新华书店经售
☆
开本 850×1168 1/32 · 印张 13 1/2 · 字数 365 千字
1975 年 4 月北京第一版 · 1975 年 4 月北京第一次印刷
印数 001——5900 · 定价：1.40 元
统一书号：15175·035

前　　言

电子学仪器是核辐射计量学中最重要的工具。如果没有电子学仪器，则关于基础核研究或应用核研究、核辐射防护及放射性同位素在工业生产控制中的应用等方面的许多测量问题就不能得到解决。

反之，除通讯方面外，辐射计量学也是最早成功地应用电子学器件的领域之一。核辐射的量子性质决定了需要用脉冲讯号工作，因而对电子学模拟和数字脉冲技术的建立起了重要的作用。迟至1949年，埃尔莫尔（W. C. Elmore）和桑兹（M. Sands）还把最早的关于核电子学方面的专论相当简单地称之为“电子学”，这是不恰当的。

尽管电子学与核物理中辐射测量的关系十分密切，但是实际上还没有一本专门论述用于核辐射测量的电子学线路和仪器的新著。埃尔莫尔和桑兹的著作早已过时；有些论述核电子学中某些专门问题的书［如格列士皮（A. B. Gillespie）的《原子核计数器放大器中的讯号、噪声与分辨率》，1953年版；刘易斯（I. A. D. Lewis）和韦尔斯（F. H. Wells）的《毫微秒脉冲技术》，1959年版；蔡斯（R. L. Chase）的《原子核脉冲谱仪》，1961年版］，现在也已落后于核电子学技术的新发展[1]。出现这种情况的原因完全是由于核电子学的飞速发展（每年发表的文章约有三百篇），以致任何概述性著作不出一年就过时了。但也出版了一些涉及有关领域（尤其是涉及数字技术方面）的各种著作。

1964年，我在迈耶（K. P. Meyer）教授的热情鼓励下，开始讲授核电子学这门课程，当时深感没有系统的资料可供参考，鉴于此，我才动笔编写了我的讲义初稿。但是不久，我发现可以用文献

1）然而，1968年出版了一本颇有价值的书，即由塞缪尔利（J. J. Samueli）等三人所写的《核物理电子学仪器》，它至少填补了关于探测器讯号的时间和能量信息的评价方面的空白。

评论来充实初稿的内容。本书是在研究了一千篇左右原始文献的基础上产生出来的，它可以被认为是一本具有教科书性质的专论。所参考的文献包括近到1968年底的。同时我尽量使内容结构系统化，以保证本书在今后若干年内不失为一本有价值的参考书。

本书的原定对象是实验物理学家，当他们设计实验时，必须对如何有效使用仪器的各种可能性作出评价，以便据此来适当地指导技师(电子工程师)。此外，本书也能帮助培训电子学技术人员，并且对那些几乎每个物理、化学、生物和医学等研究单位都需要的技术人员(他们从事制造和维修核电子仪器方面的工作，但往往没有受过专门的训练)来说，也是一本有益的参考书。

我认为上述两类读者当然懂得电子学的一般概念，也具有一定的基础知识，为使本书简明扼要，就不再介绍这些内容。因为本专业的技术人员都已掌握这些知识，而物理学家更不必靠这些知识来了解电路的工作原理。全书在内容上是根据核电子学测量装置的结构次序来叙述的：首先是探测器及其输入电路，其次是模拟部分，接着是模拟-数字和时间-数字变换器以及数字分析器，最后则讨论核物理实验中常用的比较复杂的一些整机系统。

著者　1969年11月于瑞士

目　　录

1. 绪　　论

电子学能为人们做很多事情[1.001]。从最普遍的意义上讲，“电子学”是通过处理某些表示所研究的参量的电讯号而解决各种问题(通常是非电问题)的一种方法。

因此，电子仪器基本上是由图 1.01 所示的三个主要部分组成：输入传感器、讯号处理部分和输出设备。不同的问题要求用不同的输入传感器：声学问题用微音器；热学问题用热电元件；机械问题用位置开关；而核应用问题则用辐射探测器。输出器件可以用光学或声学方式指出讯号处理的结果，如果必要的话，也能够用它来驱动控制机构(伺服机构)。

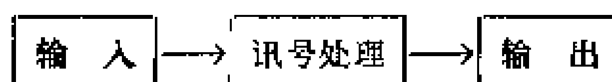


图 1.01　一般电子学系统的原理图

因为只有可测参量才能被处理，所以代表这些参量的电讯号的处理完全是由算术运算或逻辑运算所组成。因此，同样是一般的“处理”，但是用不同的输入传感器能够解决不同的问题，至少在理论上是如此。虽然实际的设备(例如在通讯、工业和核应用中的设备)各不相同，但是在所有情况中都可以发现类似的电路和设计准则。本书把重点放在具有核物理特征的那部分讯号处理上，而不是介绍在大量好的教科书中已有详细描述的现代电子学的基本原理。为明了起见，也简要地叙述在其他电子学技术中通用的一些重要电路。至于某些电子学的基础知识，我们认为读者早已具备，不必另占篇幅了。

从事核反应工作的物理学家从核反应所发射的辐射、它的能量与动量、发射的时间和方向等等来获得唯一有用的信息。从这一点上讲，核计量学和辐射计量学是同一回事情。应用电子学方

法测量辐射的原理是基于大部分核辐射的电离性质，这些应用已为人们熟知多年了(最早是带有静电计的电离室)。然而，只有脉冲技术才能适当地处理核辐射过程的量子特性。

在辐射探测器中产生的电流或电压脉冲，或者是由于计数器的工作介质被电离而直接产生(例如正比计数器或半导体探测器)，或者经过复杂的中间过程而产生（如闪烁计数器)。在上述两种情况中探测器的脉冲包含着多种信息。首先，脉冲与核辐射过程发生的时刻有关；脉冲表明在探测器对源所张立体角内辐射的发生；脉冲幅度常常用来量度入射辐射在探测器中的能量损失；而脉冲形状随辐射种类或在探测器中碰撞位置和角度的不同而变化。

脉冲以连续方式运载着它的大部分信息：它的幅度原则上可以具有任何值，而且可以在任何时间出现。用连续可变参量的数据表示法叫做模拟表示法。模拟讯号的处理是非常困难的，因为非常小的扰乱(如电压刻度的扰乱)也会对表达值有不利影响。幸而，最普遍的问题是记录其参量处在给定范围内的那些事件而不管它们的真实值如何。在这种情况中，对每个脉冲必须作出“是”或“否”的判断，因此只需要处理基本的“有”或“无”的二元信息。这种数据表示法也称为数字表示法。

决定一个事件是否落在预选的范围内的这种电路或装置称为模拟-数字变换器。将多于一个的选择范围逐一标明就能够保存更多的信息而不仅仅是基本的“是”或“否”信息。这时，数字表示法用编码方法，它对每个参量值编排一个给定的基本讯号的结构(关于这个课题的详细情况见第六章)。

可以看出，二元数字讯号的处理是非常简单的——要把“是”讯号转变为“否”讯号必须有很大的扰动，反之亦然。因此在电子学仪器的设计中，一般考虑的是迅速地抛弃不可靠的模拟表示法，把讯号转换为数字形式(当然，要尽可能多地保存初始信息)，最后处理数字化的数据。用于核研究的一般电子学仪器是由探测器、模拟部分、模拟-数字变换器(*ADC*)和讯号处理的数字部分所组

成(图 1.02)。

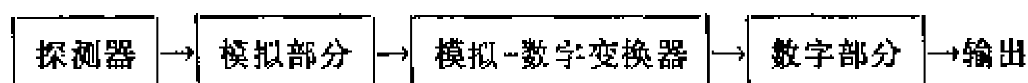


图 1.02　核物理测量用的一般电子学系统

本书在叙述次序上也就根据这几部分来进行。第二章介绍各种辐射探测器、前置放大器和辅助电路。第三章讨论探测器讯号的模拟运算，特别是复杂的脉冲成形与放大问题。第四章和第五章专门叙述用于转换脉冲幅度、脉冲形状和两个脉冲之间的时间间隔的各类模拟数字变换器。探测器和讯号处理的模拟部分一直到模拟数字变换是核电子学的特征。第六章的基本内容是数字电路，它在数据处理设备与计算机中、在工业生产过程的测量与控制中以及在核测量设备中都会遇到。最后，第七章评述了用于核研究的一些由简单到复杂的定标装置及分析器的内部结构。

由于意识到脉冲技术的重要，本书所介绍的电路只是用于脉冲讯号的。这样，关于用于积分电流电离室的静电计放大器的讨论就可省略。另外，对反应堆控制仪表所特有的电路不作评论，因为要评论这些电路就得详细地描述反应堆的控制系统，这就完全超出本书的范围了。

2. 辐射探测器和有关电路

通过射线与物质的相互作用，原子或分子被电离了，或者至少被激发了。几乎所有的辐射探测器的工作原理都是基于探测自由电子和离子(如电离室，正比计数器和 GM 计数器，火花室，半导体探测器)，或探测受激原子和分子所发射出来的光子(如闪烁计数器)。只有契伦科夫计数器是一个重要的例外。它是探测在一个折射系数 $n>1$ 的辐射体中比光子还要快的粒子所发射的契伦科夫辐射。

2.1. 电离室

电离室的原理如图 2.01 所示。一个带电粒子通过电离室两片电极之间的气体时，它的能量损失掉一部分(ΔE)，产生了N对电荷载流子(电子+正离子)，它们的总电量为 $Q=\pm N\cdot e$。由于电极之间静电场的作用，使得电荷载流子运动，在电离室电路(用 RC 组合来表示)中引起了电流 $I_{电离室}$。对电离室电场强度(正比于电压 V_s)的唯一要求是：它必须足够高，以避免电荷载流子因复

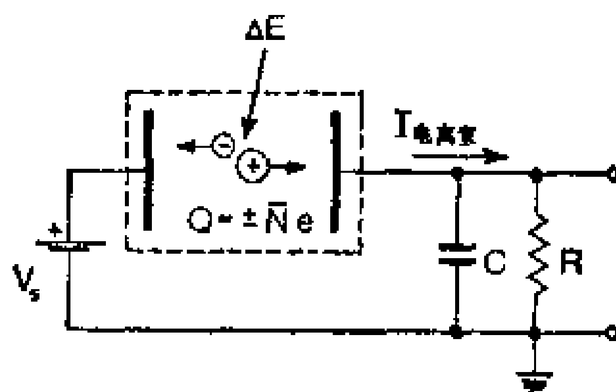


图 2.01　电离室原理图

合而损失掉；又必须足够低，以抑制电荷倍增效应，如电场发射或碰撞电离等。关于电离室物理性能的详细讨论可参看文献[2.001]。

2.1.1. 产生一对电荷载流子所需的能量

把能量传递给原子的轨道电子，是靠大量不均匀过程来完成的。尽管电离过程很复杂，而产生一对电荷载流子所需的平均能量W是一定的，并且与电离粒子的类型及能量无关，即与探测器的工作条件无关[2.002]，因此，

$$\bar{N}=\frac{\Delta E}{W}.$$

并且

$$\bar{Q}_{\pm}=\pm\frac{\Delta E}{W}\cdot e. \tag{2.1}$$

在空气中，W值约为35电子伏。其对于不同气体的更精确的数值见文献[2.001]或[2.003]。

在讨论电荷载流子数目N与(2.1)式所给平均数$\bar{N}$之间的统计偏差时，必须区分两种不同的情况：

a) 假如ΔE只是粒子总能量的一部分，就是说电离室的所谓有效体积的线度小于入射粒子的射程，N的统计性就服从朗道理论[2.004,2.005]。由于能量损失ΔE本身有附加的偏差，N的分布大体上比相应的泊松分布要宽一些。其分布是不对称的，在N的高值方向多一些，使得电荷载流子的最可几数目低于平均数目$\bar{N}$。这类统计方面的实验工作请看文献[2.001]。

在探测器入射窗或吸收片中，能量损失的朗道偏差也会影响探测器的脉冲幅度分布[2.006]。

b) 假如全部粒子能量都移交给电离室气体，统计偏差仍然偏离泊松分布，虽然在这种情况下均方根偏差σ_N是比较小的。这个问题法诺[2.007]已经处理过，我们从他的著作里得到

$$\sigma_N=\sqrt{f\cdot\bar{N}}, \tag{2.2}$$

其中法诺因子$f\leqslant1$。通常f约为十分之几。如果只用于粗略的计算，可以假定为未受扰动的泊松分布，也即$f\approx1$。

当然，这些统计效应决不仅是电离室特有的。电荷载流子产生或激发的统计偏差，遵守同样的理论。也就是说，在正比计数器、半导体探测器或闪烁计数器中，统计偏差也遵守与电离室中一样的理论。

2.1.2. 电荷载流子的迁移率

除去混乱的热运动外，在电场强度方向电荷载流子还有一个附加的运动，其速度

$$w_{离子}=\mu_{离子}\frac{F}{p}$$

和

$$w_{电子}=-\mu_{电子}\frac{F}{p} \tag{2.3}$$

正比于电场强度 F，反比于气压 p。常数 $\mu_{离子}$ 和 $\mu_{电子}$ 称为迁移率，它们本身又可以是$\frac{F}{p}$的函数。

离子迁移率 $\mu_{离子}$ 略微依赖于实际所用的电离室气体、温度和离子质量。假如产生的是负离子，其迁移率与同等质量的正离子是一样的。在粗略计算时，可取 $\mu_{离子}\approx1\times10^{-3}$[厘米$^{-3}$·毫米汞柱/伏·微秒]。文献[2.008]中给出了许多气体的较为精确的 μ 值。

电子迁移率 $\mu_{电子}$ 约为 $\mu_{离子}$ 的 10^3 倍。然而由于以下原因而使情况变得复杂了：$w_{电子}$ 常常处于热运动速度范围内，这就使电子的动能增加，影响 $\mu_{电子}$ 的大小。文献[2.001]讨论了 $\mu_{电子}$ 的理论关系式和已知的实验数据。

2.1.3. 脉冲形状

为简单起见，我们假定，总电荷为 $\pm Q=\pm N\cdot e$ 的N个正离子和N个电子形成的点状云开始发生于电离室的 x_0 点处。对于三种几何形状的电离室，x 的标度方法见图 2.02。电离室电流 $I_{电离室}$ 由离子成分和电子成分所组成，所以

$$I_{电离室}=I_{离子}+I_{电子}. \tag{2.4}$$

由文献[2.001]得知，这两种成分为

$$I_{离子}=Q\frac{F(x)}{V_s}w_{离子}(x)$$

和

$$I_{电子}=-Q\frac{F(x)}{V_s}w_{电子}(x). \tag{2.5}$$

将(2.3)式代入(2.5)式，我们得到：

$$I_{离子}=Q\frac{\mu_{离子}F^2(x)}{p\cdot V_s}$$

和

$$I_{电子}=Q\frac{\mu_{电子}F^2(x)}{p\cdot V_s}, \tag{2.6}$$

其中 V_s 是电离室所加电压。因为电荷载流子通过电场强度 $F(x)$ 不同的区域运动，故通常电离室电流是时间 t 的函数。图 2.02 上列出了对于平行板电离室、圆柱形电离室和球状电离室所计算得出的脉冲形状。

计算过程简单表示如下：以速度 $w(x)$ 运动的载流子到达 x 点的时刻 t 为

$$t(x)=\int_{x_0}^{x}\frac{dx}{w(x)}. \tag{2.7}$$

将图 2.02 中的 $F(x)$ 代入(2.3)式，再将 $w(x)$ 代入(2.7)式，就可以决定离子和电子分别到达正电极(a)和负电极(b)的收集时间 $T_{离子}$ 和 $T_{电子}$。(2.7) 式的反算可获得 $x=x(t)$，将它代入(2.6)式就直接给出电流形状。

由于电子的迁移率比离子的高得多：$\mu_{电子}\approx10^3\cdot\mu_{离子}$，电子收集时间 $T_{电子}$ 约为 $T_{离子}$ 的千分之一。$T_{电子}$ 的常规值为 1 微秒。

电离室电流 $I_{电离室}$ 被 RC 网络所积分，在 $RC\to\infty$ 的极端情况下(即 $RC\gg T_{离子}$)，产生的电压脉冲形状如图 2.02 所示。不管电离室几何形状如何，由于快电子的运动，在 $0<t<T_{电子}$ 时刻内，脉冲总是迅速上升，只有在很长的时间间隔 $t=T_{离子}$ 以后，脉冲才到达最后高度 $V_{最大}=\frac{Q}{C}$。在实际电路中，积分时间常数是根据 $T_{电子}\ll RC\ll T_{离子}$ 来选择的，因此只有 $I_{电子}$ 被积分，产生一个幅度为 $V_{电子}(T_{电子})$ 的快脉冲。假如这个脉冲幅度被用来量度 ΔE，还必须考虑到 $V_{电子}$ 和 Q(正比于 ΔE)之间的关系依赖于初级电离的原始

电离室几何形状	平行板电离室	圆柱形电离室	球状电离室
电场强度 $F(x)$	$F(x)=\frac{V_s}{b-a}$	$F(x)=\frac{V_s}{\log(b/a)}\cdot\frac{1}{x}$	$F(x)=V_s\frac{ab}{b-a}\cdot\frac{1}{x^2}$
离子收集时间$T_{离子}$	$T_{离子}=\frac{p(b-a)}{V_s\cdot\mu_{离子}}(b-x_0)$	$T_{离子}=\frac{p\cdot\log(b/a)}{2\cdot V_s\cdot\mu_{离子}}(b^2-x_0^2)$	$T_{离子}=\frac{p(b-a)}{3ab\cdot V_s\cdot\mu_{离子}}(b^3-x_0^3)$
电子收集时间$T_{电子}$	$T_{电子}=\frac{p(b-a)}{V_s\cdot\mu_{电子}}(x_0-a)$	$T_{电子}=\frac{p\cdot\log(b/a)}{2\cdot V_s\cdot\mu_{电子}}(x_0^2-a^2)$	$T_{电子}=\frac{p(b-a)}{3ab\cdot V_s\cdot\mu_{电子}}(x_0^3-a^3)$
离子电流 $I_{离子}(t)$ $0<t<T_{离子}$	$I_{离子}(t)=\frac{Q\cdot V_s\cdot\mu_{离子}}{p(b-a)^2}$	$I_{离子}(t)=\frac{QV_s\mu_{离子}}{p[\log(b/a)]^2}\left[x_0^2+(b^2-x_0^2)\frac{t}{T_{离子}}\right]^{-1}$	$I_{离子}(t)=\frac{QV_s\mu_{离子}a^2b^2}{p(b-a)^2}\left[x_0^3+(b^3-x_0^3)\frac{t}{T_{离子}}\right]^{-\frac{4}{3}}$
电子电流 $I_{电子}(t)$ $0<t<T_{电子}$	$I_{电子}(t)=\frac{Q\cdot V_s\cdot\mu_{电子}}{p(b-a)^2}$	$I_{电子}(t)=\frac{QV_s\mu_{电子}}{p[\log(b/a)]^2}\left[x_0^2-(x_0^2-a^2)\frac{t}{T_{电子}}\right]^{-1}$	$I_{电子}(t)=\frac{QV_s\mu_{电子}a^2b^2}{p(b-a)^2}\left[x_0^3-(x_0^3-a^3)\frac{t}{T_{电子}}\right]^{-\frac{4}{3}}$
积分电压 $V_{离子}(t)$ $0<t<T_{离子}$	$V_{离子}(t)=\frac{Q}{C}\frac{b-x_0}{b-a}\frac{t}{T_{离子}}$	$V_{离子}(t)=\frac{Q}{C}\cdot\frac{1}{2\log(b/a)}\left[\log\left\{x_0^2+(b^2-x_0^2)\frac{t}{T_{离子}}\right\}-\log x_0^2\right]$	$V_{离子}(t)=\frac{Q}{C}\frac{ab}{b-a}\left[\frac{1}{x_0}-\left\{x_0^3+(b^3-x_0^3)\frac{t}{T_{离子}}\right\}^{-\frac{1}{3}}\right]$
积分电压 $V_{电子}(t)$ $0<t<T_{电子}$	$V_{电子}(t)=\frac{Q}{C}\frac{x_0-a}{b-a}\frac{b}{T_{电子}}$	$V_{电子}(t)=\frac{Q}{C}\frac{1}{2\log(b/a)}\left[\log x_0^2-\log\left\{x_0^2-(x_0^2-a^2)\frac{t}{T_{电子}}\right\}\right]$	$V_{电子}(t)=\frac{Q}{C}\frac{ab}{b-a}\left[\left\{x_0^3-(x_0^3-a^3)\frac{t}{T_{电子}}\right\}^{-\frac{1}{3}}-\frac{1}{x_0}\right]$
最后电压 $V_{离子}(T_{离子})$	$\frac{Q}{C}\frac{b-x_0}{b-a}$	$\frac{Q}{C}\frac{\log(b/x_0)}{\log(b/a)}$	$\frac{Q}{C}\frac{a(b-x_0)}{x_0(b-a)}$

最后电压 $V_{电子}(T_{电子})$	$\frac{Q}{C}\frac{x_0-a}{b-a}$	$\frac{Q}{C}\frac{\log(x_0/a)}{\log(b/a)}$	$\frac{Q}{C}\frac{b(x_0-a)}{x_0(b-a)}$
电流脉冲	$I_{电离室}$, $I_{电子}$, $I_{离子}$; 0, $T_{电子}$, $T_{离子}$, t	$I_{电离室}$, $I_{电子}$, $I_{离子}$; 0, $T_{电子}$, $T_{离子}$, t	$I_{电离室}$, $I_{电子}$, $I_{离子}$; 0, $T_{电子}$, $T_{离子}$, t
电压脉冲	V(t); 0, $T_{电子}$, $T_{离子}$, t	V(t); 0, $T_{电子}$, $T_{离子}$, t	V(t); 0, $T_{电子}$, $T_{离子}$, t
脉冲高度分布谱 $\eta(V)$	1	$\frac{2\log(b/a)}{(b/a)^2-1}\left(\frac{b}{a}\right)^{2\frac{V}{V_{最大}}}$	$3\frac{(b/a)-1}{(b/a)^3-1}\left[1-\frac{V}{V_{最大}}(1-a/b)\right]^{-4}$
分辨率 $\Delta V_{1/2}$	$V_{最大}$	$V_{最大}\frac{\log 2}{2\log(b/a)}$	$V_{最大}\frac{a}{b-a}(2^{1/4}-1)$
脉冲高度分布谱 $\eta(V)$	$\eta(V)$; 1; 0.0, 0.5, 1.0 $V/V_{最大}$	$\eta(V)$; 1; $\Delta V_{1/2}$; 0.0, 0.5, 1.0 $V/V_{最大}$	$\eta(V)$; 1; $\Delta V_{1/2}$; 0.0, 0.5, 1.0 $V/V_{最大}$

图 2.02　电离室中的脉冲形状

位置 x_0。

如果在整个电离室体积内，点状电离轨迹均匀分布的话，则对于单能事件就很容易计算出快电子脉冲 $V_{电子}$ 的脉冲幅度谱 $\eta(V)$。例如，电离室中充满了气态 α 放射性同位素时，就出现这种情况。文献[2.001]中计算得到的能谱 $\eta(V)$ 也概示于图 2.02。

在平行板电离室中，幅度从零到 $V_{最大}=\frac{Q}{C}=\frac{e\cdot\Delta E}{C\cdot W}$ 的所有脉冲都具有相同的几率。

在圆柱形电离室中，靠近管状阴极处，电场梯度比较小，电场集中在阳极丝的附近。所以在大多数事件中，电子云必须通过几乎全部电位差 V_s，相应的脉冲就有最大的幅度 $V_{最大}$。在球状电离室中，情况就更为极端。尽管“快工作”期间（$RC \ll T_{离子}$，产生 $V_{电子}$ 快脉冲）电荷载流子还没有完全被收集，这种具有高度几何对称性的电离室，即便不知道能量损失情况，也照样能工作。这种电离室的能量分辨率 $\Delta V_{\frac{1}{2}}$(FWHM) 等于百分之几。

在圆柱形和球状电离室中，积分电压脉冲 $V_{电子}(t)$的上升时间可以很短，但是相对于初级事件而言，脉冲前沿被延迟了一段时间，此段时间依赖于电离的原点位置。因而时间信息虽被保存下来，但是保存得不完全。这些探测器用于符合实验时必须考虑到这个效应。

根据弗里希（Frisch）的建议[2.010]，在平行板电离室中设置一个栅极（图 2.03），将电离室的发生电离部分与产生讯号部分分隔开来，这样可把能量信息保存下来。在这种电离室中，一个电离事件所产生的电子云总要通过同样的电位差 V_{s1}，而与它的原点

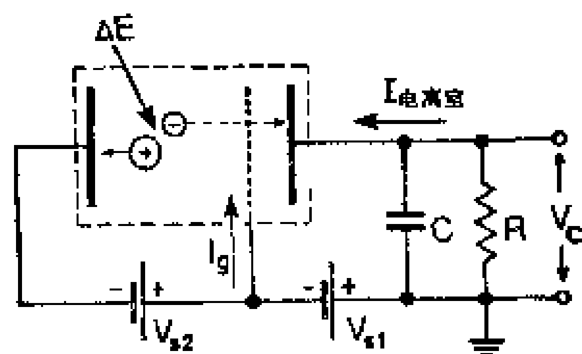


图 2.03　加栅电离室

位置无关。因此，测得流经栅-板电路的电流 $I_{电离室}=I_{电子}$ 的积分，就等于直接测得了总电荷 Q，而 Q 本身是正比于 ΔE 的。一个稠密的栅极，虽然它本身要俘获许多电子，但能非常有效地屏蔽着讯号电极，使其不受正离子运动的影响。反之，一个稀疏的栅极，虽然允许几乎全部电子通过，但是它的屏蔽效率太低了。邦曼(Buneman)等人[2.009]详细分析过这些效应。近年来，所有关于电离室的文章都谈到这种加栅的电离室[2.011~2.014,2.229]。

栅极电流 I_g(图 2.03)也可用作讯号，此时只需加一 RC 网络积分成电压脉冲。正如波查罗夫(Bocharov)等人[2.015,2.016]所指出的，栅极讯号包含着从阴极发出的粒子电离径迹的角分布信息。

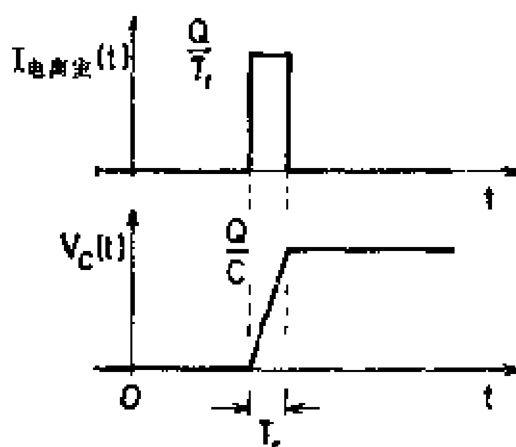


图 2.04　加栅电离室脉冲形状

图 2.04 表示加栅电离室收集极的脉冲形状。比起电离发生的瞬刻($t=0$)来，电流脉冲被延迟了一段时间，即电子云从原点传播到栅极所需的时间。电流脉冲宽度 T_r 相应于电子从栅极到收集极的收集时间。

2.1.4. 前置放大器电路

在 2.1.1. 节中已经指出，一个电离粒子每损失 1 兆电子伏的能量，约产生 30000 个电子或 5×10^{-15} 库仑(即安·秒)电荷。以图 2.01 或图 2.04 积分电容 C 取 20 微微法典型值为例，相当于脉冲幅度只有 0.25 毫伏/兆电子伏。因此所得脉冲必须放大。放大器系统的噪声限制了仪器的能量分辨率和灵敏度。

通常放大过程由低噪声前置放大器和主放大器两部分承担。

基本输入电路——低噪声前置放大器将在有关半导体探测器的章节(2.4.4.)里作更详细的讨论,本节只限于叙述两个例子。

图 2.05 表示两种基本的前置放大器电路:电压灵敏前置放大器和电荷灵敏前置放大器。增益为A的差分放大器有一个倒相输入(－)和一个不倒相输入(＋)。

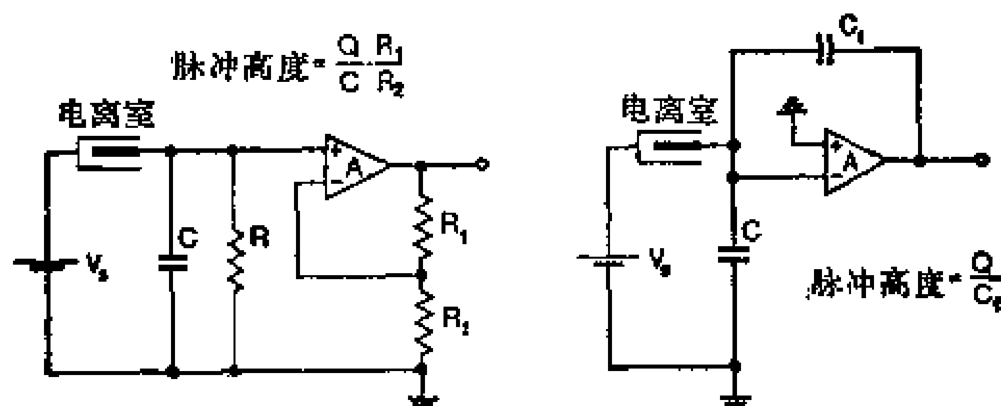


图 2.05 电压放大器(左面)和电荷灵敏放大器(右面)的工作原理

我们将简要讨论的两种电路实例都是属于电压灵敏型的。在电容C两端的电压脉冲被放大,C代表了电离室输出端的总电容,它等于电离室电容、从电离室到前置放大器输入的电缆电容及前置放大器输入电容的总和。由分压器R_1, R_2组成的反馈回路,当$R_2 \ll R_1$和$A \cdot R_2 \gg R_1$时,使增益稳定在近似$\frac{R_1}{R_2}$值。脉冲形状一方面由电离室几何形状决定,另一方面由输入网络的时间常数RC所决定。前置放大器的输入阻抗包括在R内。通常选择$RC \gg T_{电子}$(对于加栅电离室或为$RC \gg T_r$),同时必须在主放大器的第一级进行微分,因为这样可以得到比较好的讯号噪声比(以后将谈到)。在双微分放大器系统内,输入网络可以作为第一级微分器,使时间常数RC与$T_{电子}$同数量级。格列士皮等人[2.017,2.018]讨论了对于不同脉冲形状和各种RC的值和其它微分器或积分器时间常数下的脉冲幅度损失问题;文献[2.012]着重讨论了加栅电离室的情况。

图 2.06 是恩格凯迈尔(Engelkemeir)等人[2.019]设计的用于加栅电离室的前置放大器的电路图。电离室电极连接部分画

得比较详细。联成三极管形式的五极管 6AK5 具有较小的栅流(6×10^{-11} 安),而且跨导较高(2.9 毫安/伏),这对低噪声是很重要的(参看 8.2 节)。增益$A=50$,由 R_1/R_2 决定。脉冲在前置放大器和主放大器之间成形($\tau_{积分}=4$ 微秒,$\tau_{微分}=19$ 微秒)。等效噪声电荷$Q_N=330$ 电子电荷,相当于均方根偏差 $\sigma=10$ 千电子伏,亦即 FWHM(半宽度)=24 千电子伏。

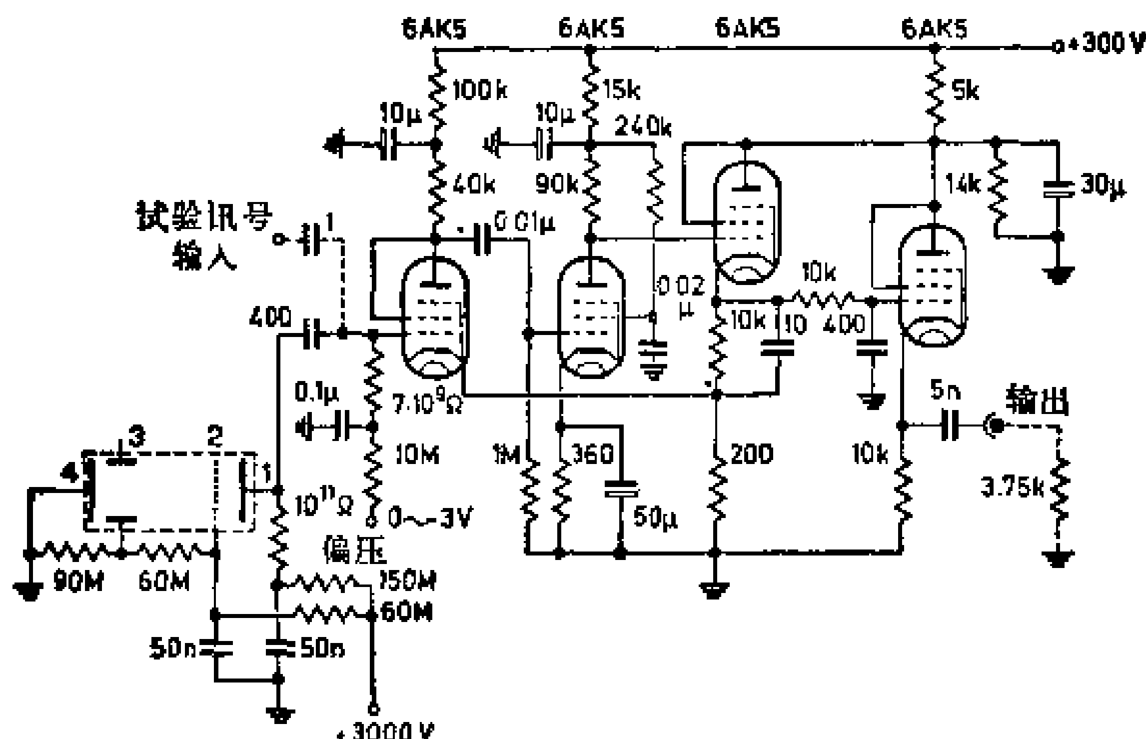


图 2.06 低噪声前置放大器[2.019]

增益 $A=50$。所有电解电容器都并联 10 毫微法的陶瓷电容器。输入电容 23 微微法。1——收集极;2——栅极;3——电场形成电极;4——阴极。

图 2.07 为科廷尼(Cottini)等人[2.020]设计的电路。输入级连接成栅地-阴地放大器式,对于这类前置放大器,由于其固有的优点为回路增益高,米勒电容低等,这种连接法已被普遍采用了。输入电子管工作在浮置栅的情况下,这时虽然其栅流要比更负偏压下的最小值高一倍,但还是可以容许的,因为它减小了最佳时间常数 τ_0[参看第八章(8.220)式],有利于降低噪声。这种放大器的增益为 $A=100$;当输入电容为 21 微微法及 $\tau_{微分}=\tau_{积分}=1.5$ 微秒时,等效噪声电荷 $Q_N=280$ 电子电荷,所以 $\sigma=8.5$ 千电子伏和 FWHM=20 千电子伏。

由于回路增益较高,这类前置放大器的电压增益保持恒定,并

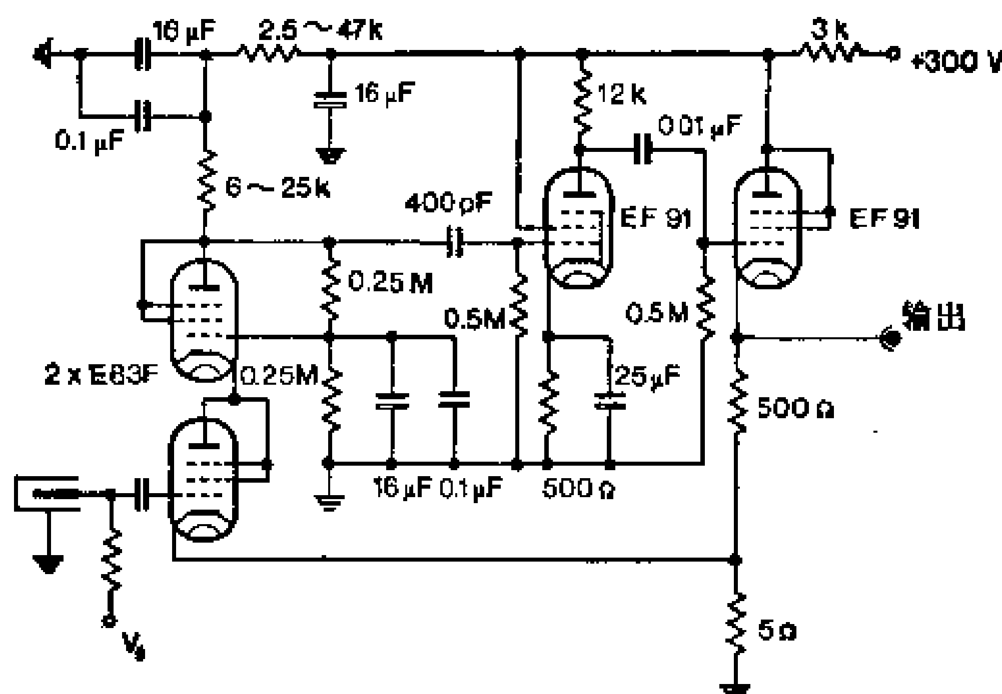


图 2.07　用栅地-阴地放大器电路的前置放大器

与元件的寿命无关。但是归根结底还是要从总的脉冲电荷 Q 来得知能量信息，而电压脉冲幅度又由 Q/C 决定，所以系统增益的稳定性最终还要依赖于电容 C 的稳定性。在电离室中，虽然它的"机械结构上的"电容是不变的（除去可能发生的撞击与振动外），但栅-阴极间电容是不定的，例如它要随空间电荷的线度大小而变化，因而它受管子的灯丝电压和寿命的影响[2-020]。借助于图 2.05 右面的电路，可以避免这种影响。加一个电容反馈，前置放大器就变成电荷灵敏型的了。在 2.4.4 节中将看到反馈电容为 C_f 的电荷灵敏前置放大器，其输出脉冲幅度为 Q/C_f，当回路增益很高时 ($A\to\infty$)，它不依赖于 C。电荷灵敏前置放大器对半导体探测器来说尤属必要，所以在 2.4.4 节半导体探测器电路中将详细讨论这个问题。当然，加以适当的修改，所有这些电路都能用于电离室。穆恩(Moon)[2-230] 还特别讨论了用于加栅电离室的场效应晶体管前置放大器的性能。

2.2. 正比计数器

2.2.1. 正比计数器的探测机理与脉冲形状

如果在电离室的某个部分，把电场强度提高到这样的程度，使

得电子在与气体分子作相邻两次碰撞之间的自由路程中，能够积累起足够的能量，使被撞击的分子电离，这样每碰撞一次，电荷载流子的数目就增加一倍。电离室电流以所谓倍增系数 $\overline{M}=2^n$ 得到放大。n 是最初产生的电子在它到达阳极的路径上与气体分子碰撞的平均次数。

只要没有其他初级电离事件所造成的雪崩干扰，M 保持不变，总电荷 Q 为：

$$Q=\overline{M}\cdot\frac{\Delta E}{W}\cdot e. \tag{2.8}$$

Q 正比于能量损失 ΔE（因而称为正比计数器），虽然其比例常数要比对电离室适合的 (2.1) 式中的比例常数高得多。汉纳(Hanna) 等人[2.021]认为，只要 Q 不超过临界电荷值 Q_c，正比性总是保持着，Q_c 约为 $10^6\sim10^7$ 电子电荷。对于低能射线，只放出几个初级电子，M 可高达 $10^6\sim10^7$。已经有许多评论文章介绍过正比计数器，近年来发表的文献[2.001, 2.003, 2.022]可供参考。

正比计数管通常具有人们熟知的同轴丝管形式，或任何其他的能造成一个非均匀电场（大片阴极外框，中间是阳极细丝）的几何形式。倍增过程发生在靠近阳极丝的高场强区域内，所以在非常快的倍增过程结束时，全部电荷 $\pm Q$ 都处于贴近阳极处，电子只需通过非常小的电位差，就可运动到达阳极，因此讯号电流中的电子成分可以忽略[1]。全部讯号电流由离子运动造成。脉冲形状可从图 2.02 中圆柱形电离室的 $I_{离子}(t)$ 看到，只要引进 $x_0=a$。由(2.9)式可得积分电容 C 两端的电压脉冲形状 $V(t)$，其中设 $b\gg a$[参看图 2.02 中的 $V_{离子}(t)$]，

$$V(t)=\frac{Q}{2\cdot C\cdot\log(b/a)}\log\left(1+\frac{b^2}{a^2}\cdot\frac{t}{T_{离子}}\right). \tag{2.9}$$

电压 $V(t)$ 起初上升极快，当 $t_{\frac{1}{2}}=T_{离子}\cdot(a/b)$ 时，已到达最大值 Q/C 的一半；此后电压上升就慢得多。因为 $a:b$ 一般近似于 $1:10^3$，

1) 然而斯塔根伯格(Stuckenberg)的实验数据表明，正比计数器讯号中的电子成分可占总积分电流的 10%，这是他于 1958 年在汉堡作的论文[2.003]中的数据。

即使离子收集时间 $T_{离子}$ 在毫秒范围内，我们也可得到 $t_{\frac{1}{2}}=0.1\sim1$ 微秒。这样，讯号(2.9)可以输送到微分时间常数为1微秒的中快放大器去处理，而脉冲幅度只损失一半。在图2.08上画出了电压(2.9)与时间的关系($a:b=1:500$)。

如果一个电离粒子产生不止一个初级电子，将发生几个雪崩，造成的讯号是由几个起始时间略为不同的脉冲 $V(t)$(2.9)叠加而

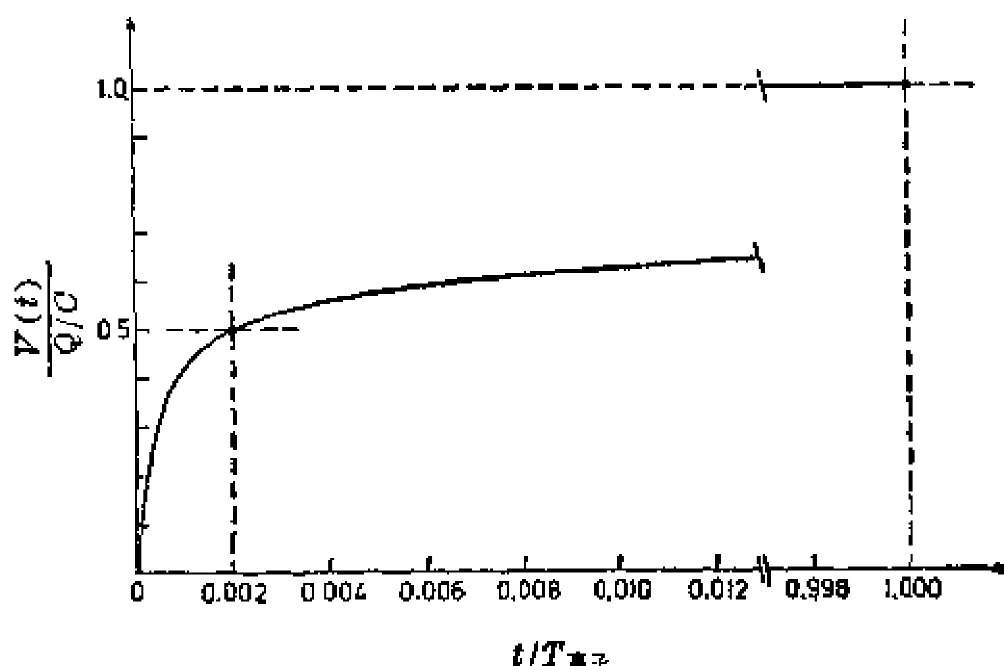


图 2.08　正比计数管的电压脉冲形状($a/b=1/500$)

成。这对脉冲总的上升时间不会有不利的影响。

然而，在符合应用中，还必须考虑到一个引起雪崩的初级电子也可能发生在较弱场强区域的情况。在此情况下，讯号被延迟了一段时间，这段时间是电子跑向强电场区所需要的时间，电子到了强电场区，才能开始放出次级电荷载流子；这段延迟时间约为0.1微秒[2.044]。

2.2.2. 倍增过程的统计学

2.1.1节中已经指出，初级电荷载流子数目 N 的均方根偏差为 $\sigma_N=\sqrt{f\cdot\bar{N}}$(2.2)。在正比计数器中，也应当考虑倍增过程的统计学。根据斯奈德(Snyder)[2.023]的简单理论，一个初级电子爆生的雪崩电子总数 M 的分布函数 $P_1(M)$ 是一个指数函数：

$$P_1(M)=\frac{1}{\bar{M}}e^{-M/\bar{M}},\qquad(2.10)$$

$\overline{M}$为平均倍增系数。从(2.10)式可推导出气体倍增系数M的偏差σ_M^2为:

$$\sigma_M^2=\overline{M}^2. \qquad (2.11)$$

柯伦(Curran)等人[2.024~2.026]的综合理论推导出了下列关系式,表示到达阳极丝的电子数目$N\cdot M$的相对偏差$(\sigma/\overline{N}\,\overline{M})^2$:

$$\left(\frac{\sigma}{\overline{N}\,\overline{M}}\right)^2=\left(\frac{\sigma_N}{\overline{N}}\right)^2+\frac{1}{\overline{N}}\left(\frac{\sigma_M}{\overline{M}}\right)^2. \qquad (2.12)$$

取法诺因子$f=1$, $N\cdot M$的相对偏差为:

$$\left(\frac{\sigma}{\overline{N}\,\overline{M}}\right)^2=\frac{1}{\overline{N}}+\frac{1}{\overline{N}}. \qquad (2.13)$$

按斯奈德的简化理论,倍增过程恰使相对偏差增大一倍。

这个结果与文献[2.024]发表的实验数据相矛盾,后者指出单个电子脉冲的幅度分布$P_1(M)$为:

$$P_1(M)\propto(M)^{\frac{1}{2}}\cdot e^{-M}, \qquad (2.14)$$

而

$$\sigma_M=0.67\overline{M}.$$

与(2.10)式相反,(2.14)式中分布在最可几倍增$M_p\neq0$处显示出一个最大值。由于σ_M^2较小,又因法诺因子$f<1$,偏差σ保持显著低于(2.13)式所给的值。比西(Bisi)等人[2.027,2.021,2.028]所得的实验结果可用下列经验公式来表示:

$$\frac{\sigma}{\overline{N}\cdot\overline{M}}=\frac{0.6}{\overline{N}^{0.4}}. \qquad (2.15)$$

这个经验公式已为弗朗曾(Franzen)等人[2.001]所证实。

施吕博姆(Schlumbohm)[2.029]从实验上证明了(2.14)式;伯恩(Byrne)等人[2.030,2.031]也从理论上予以论证。普雷斯科特(Prescott)[2.032~2.034]研究了气体倍增过程的统计学及有关光电倍增管统计学问题。他指出,与(2.14)式一样,(2.10)式可当作更一般的波莱(Polya)分布的特殊情况看待。卡弗(Carver)等人[2.231]发表了一篇最新评论,介绍了正比计数器中单个电子脉冲谱的实验数据。查尔斯(Charles)等人[2.232]最近评述了正比计数器分辨率理论的发展现况。

2.2.3. 前置放大器电路

因为正比计数管脉冲的总电荷必须保持低于临界电荷 Q_C (10^{-13}～10^{-12} 库仑，参看 2.2.1 节)，在电容量约为 10 微微法的电容两端的脉冲幅度最大值相应为 10～100 毫伏。这样小的脉冲当然必须放大；另一方面，脉冲幅度大大超过噪声电平，无需采取特殊措施来保证低噪声工作。如同电离室一样，输入电容 C (由探测器电容、电缆电容和前置放大器输入电容组成)相当稳定，完全可以使用电压灵敏前置放大器。假如要求更加稳定的工作条件，特别是在气体倍增系数较低时 ($\bar{M}\approx100$ 或更低)，可以采用电荷灵敏低噪声前置放大器(参看 2.4.4 节)。

通常在正比计数器系统中，前置放大器由一个简单的发射极跟随器组成，但其功用仅象一个阻抗变换器，使计数管的高电阻输出能与输至主放大器的低电阻连接电缆(50～100 欧) 相匹配。为了获得低电容 C，前置放大器常常直接安装在计数管的外壳盒(即探头)内。

必须防止前置放大器中过度的热耗散，因为轴向温度梯度使能量分辨率变差[2.035]。另一方面，径向温度梯度却能增加气体倍增作用，从而提高分辨率。文献[2.036] 谈到将阳极灯丝均匀地加热到 100°C，能使气体倍增系数提高一个数量级。

图 2.09 是一个简单的发射极跟随器电路图，两只晶体管排列成达林顿(Darlington) 结构。讯号在主放大器里第一次微分的时

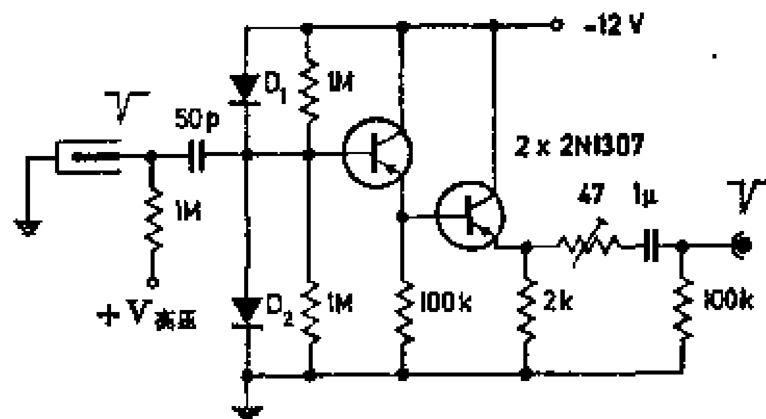


图 2.09　用于正比计数器的简单发射极跟随器

间常数为1微秒，因此前置放大器的所有微分时间常数都必须比它大得多。对于负电压脉冲，采用P-N-P晶体管较好。硅二极管 D_1 和 D_2 限制了脉冲幅度，并保护前置放大器免遭损坏(例如当接通正比计数管高压电源 $V_{高压}$ 时)。47欧电位器是使输出阻抗与电缆匹配的。

贝内特(Bennett)[2.233]介绍了一种栅地-阴地前置放大器，是为正比计数器记录反冲质子而专门设计的。

假如前置放大器在具有高强度电磁场环境的装置内工作，在互相连接中会引起噪声，必须采用严格的设计标准。梅(May)等人[2.037]系统地分析过这种情况。在一个前置放大器-放大器系统内(图2.10)，外电场在接地回路中引起高频干扰电压 V_1～V_5，必须加两个扼流圈 L_1 和 L_2，以防止干扰电压进入前置放大器输入部分。任何互接电缆，凡长于2米者均应双层屏蔽。前置放大器

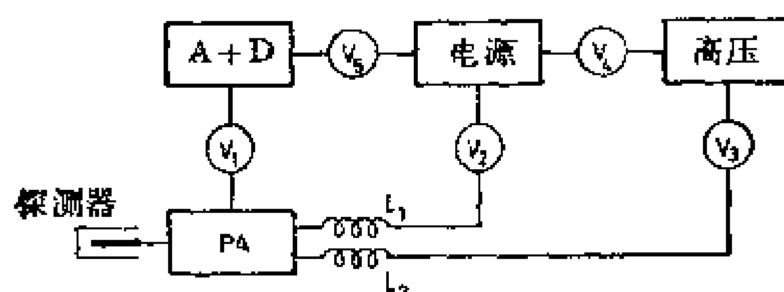


图 2.10 前置放大器-放大器系统的接地回路
A——放大器；*D*——甄别器；*PA*——前置放大器。

必须有高的增益，以减少 V_1 的影响，同时放大器的输入级应直接装在电缆插头上。图2.11是这种前置放大器的详图。探测器和前置放大器的外壳在结构上是连在一起的，并用1毫亨的扼流圈使探头与高压及电源的公共接地隔离。前置放大器增益为50。图上详细地画出了机内隧道二极管试验脉冲产生器，可用开关接通或断开。虽然计数管的最高工作电压为4千伏，但所有高压电容器都可耐12千伏电压，并单独装在一个填有 P_2O_5 干燥剂的气密盒里。这些预防措施避免了因电晕放电或电容器绝缘材料中微观的击穿事件而造成的假计数。当积分甄别器的门调至输入电压



图 2.11　梅等人设计的前置放大器

灵敏度相当于 0.2 毫伏时，带有仿真计数器的前置放大器-放大器系统的假计数在 $V_{高压}=0$ 时每星期少于 2 个脉冲，在 $V_{高压}=4$ 千伏时每天少于 2 个脉冲。当然，梅的研究也可用于正比计数器以外的其他探测器的前置放大器上(请看 3.1.6 节)。

2.3. 盖革-弥勒(GM)计数器

2.3.1. GM 计数器的探测机理与脉冲形状

在正比计数器中，在雪崩释放电子的过程中还同时发射出短波光子。随着计数管工作电压的升高，发射几率迅速增加。由于光致电离作用，光子又可以产生新的电子，新的电子又成为新的雪崩的起点。用 ε 表示在第一次雪崩中每个离子发射一个能爆生第二次雪崩的光子的几率。假如工作电压很高，则以下条件成立：

$$\overline{M}\cdot\varepsilon\geqslant 1. \tag{2.16}$$

$\overline{M}$ 为气体倍增系数，单个初级电子引起大量雪崩，最后形成一个正离子"鞘"包围着阳极丝，并使放电终止。

在此情况下，产生的总电荷保持恒定，因而探测器电压脉冲的幅度保持恒定(由计数管的尺寸及电场特性所决定)，而且与初级电离无关。脉冲幅度可达100伏以上。

在(2.16)式所规定的电压范围内工作的计数管称为GM计数管[2.038]。假如工作电压上升，大大超过起点 $\overline{M}\cdot\varepsilon=1$，将发生稳定的汤森放电，计数管也被毁坏。可允许的工作电压范围一般称做计数坪。

在所谓非自猝灭计数管中，充满了单原子或双原子气体(特别是惰性气体)，由于上面所说光子能从阴极材料中击出电子的作用，使得放电过程沿轴向传播。轻的正离子在它们从阳极到阴极的路径上获得足够的能量去释放新的电子。放电一旦开始后，就无限制地一直继续下去，必须有外界因素来猝灭它。为使放电猝灭，管子的工作电压必须降低到起始值 $\overline{M}\varepsilon=1$ 以下，并保持到所有正离子被中和掉为止。阳极丝的电压脉冲相当高，有100伏以上，足以使放电猝灭，它足以使输入网络的时间常数 $R\cdot C_p$(图2.12)大于离子收集时间(约为几毫秒)。因为寄生电容 C_p 等于10～100微微法，这就要求有非常高的电阻 $R=10^8$～10^9 欧。下面一节(2.3.2节)将要讨论用多谐振荡电路来产生猝灭脉冲的方法。

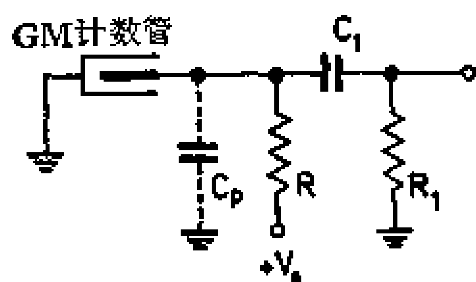


图2.12　非自猝灭GM计数管的输入电路

在所谓自猝灭计数管中，猝灭作用是靠另外加进去的重有机分子计数气体来完成的，这些重有机分子的电离能量低于轻的计数气体分子的电离能量。在离子鞘向阴极传播的过程中，计数气体分子把它们的电荷移交给有机分子。这样就只有又慢又重的有机离子能够到达阴极，而它们是不能释放出次级电子的。

另外，加进去的重分子使得那些在雪崩过程中发射出来的光子在平均自由程约为1毫米内被阻止掉。因此新的雪崩的起点就不在阴极上，而是在充满整个计数管的气体中，在靠近发生雪崩的

地方。因此离子鞘就以恒定的但又不太高的速度，沿着阳极丝轴向地扩展开来。有人测量过这个速度，一般约为 10 厘米/微秒。图 2.13 为根据奥尔德(Alder)等人发表的实验数据[2.039]所画的传播速度与计数管工作电压及有机蒸气分压力的关系。

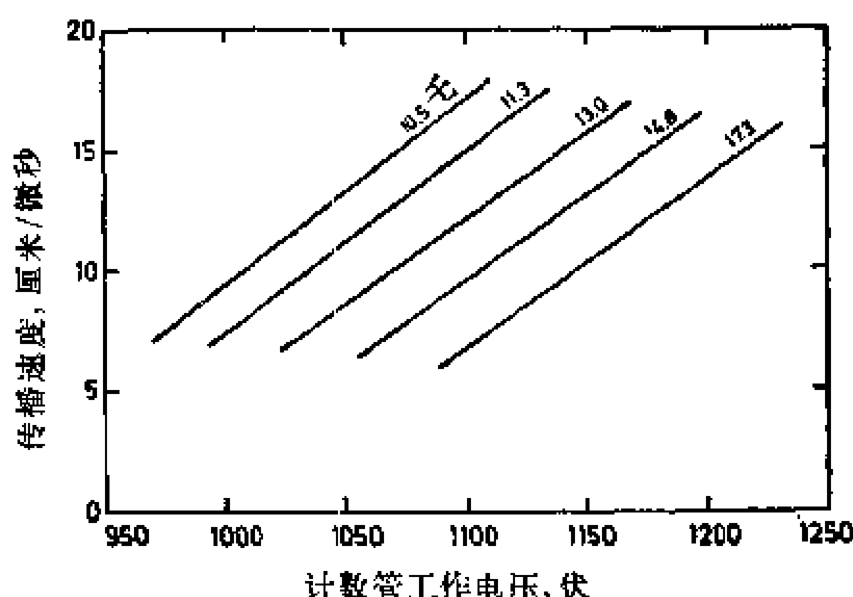


图 2.13　离子鞘传播速度与计数管工作电压及有机蒸气分压力之关系

所充气体为氩-乙醇混合物。总压力为 80 毛。

卤素计数管多少有点儿自成一类。它们的工作气体由惰性气体加少量(≈1%)卤素蒸气(Cl_2, Br_2, I_2)所组成。卤素分子充当猝灭剂，至少在低工作电压下是如此。卤素计数管确切的工作原理现在还不完全清楚。因为卤素计数管对电容负载非常灵敏[2.040]，为了消除连接电缆电容或任何其他寄生电容 C_p 的影响，用一个 2～20 兆欧的大电阻 R(图 2.14)就可从阳极取出讯号。至于其他方面，大电阻 R 还能延长计数坪，因为当工作电压升高时，卤素计数管变为非自猝灭了。卤素计数管在不同条件下的计数特性已经有不少人讨论过(可参看文献[2.041])。

纽厄特(Neuert)[2.003]对 GM 计数管作了广泛全面的评论。

如同在正比计数管中一样，GM 计数管的讯号脉冲主要是离子成分所形成的。由于离子鞘沿阳极丝的最后传播速度为 v_z，电流脉冲是由被延迟了的单个雪崩的分电流叠加而成，对于圆柱形

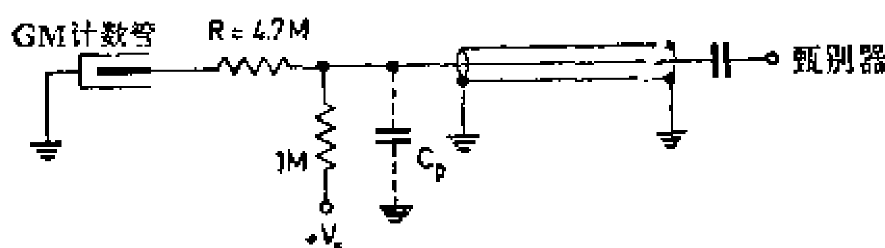


图 2.14　卤素猝灭 GM 计数管的输入电路

计数管(图 2.02)，分电流的脉冲形状为 $I_{离子}(t)$。为简单起见，假定初级电离的原点在长度为 l 的圆柱形计数管的一端 ($z=0$)；此处 z 表示计数管轴向座标，得：

$$I_{GM,离子}(t)=\int_0^l I_{离子}\left(t-\frac{z}{v_z}\right)\frac{dz}{l}=\int_0^{T_l} I_{离子}(t-t')\frac{dt'}{T_l}, \qquad (2.17)$$

其中

$$T_l=\frac{l}{v_z}. \qquad (2.18)$$

T_l 是离子鞘扩展到计数管全长 l 所需要的传播时间。图 2.15 是从(2.17)式画得的 $I_{GM,离子}(t)$随时间变化的典型曲线。如果速度 v_z 约为 10 厘米/微秒，普通 GM 计数管的长度约为 10 厘米，则传播时间 T_l 约为 1 微秒。一个单个雪崩的特征时间是 $t_{\frac{1}{2}}=0.1\sim1$ 微秒(参看2.2.1节)。在图 2.15中电流脉冲的宽度主要决定于 T_l，因而当 $RC\gg T_l$ 时，积分电压脉冲的上升时间也主要决定于 T_l。

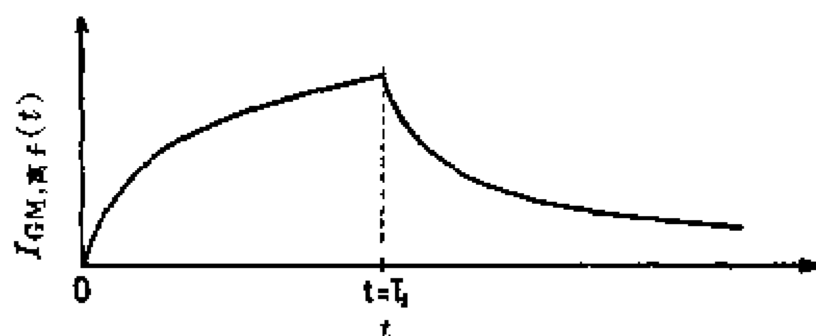


图 2.15　在一个初级电离事件发生在一端的 GM 计数管中，离子电流脉冲的形状

假如初级电离不是发生在计数管末端，而是在阳极丝的任意点 $z_0(0<z_0<l)$，则离子电流由两部分组成，即离子鞘分别向 $z_0\to0$ 和 $z_0\to l$ 方向传播所组成。所以当 $z_0=\frac{l}{2}$时，T_l 有效值减

少一半。一般情况下，$I_{GM,离子}(t)$的形状有两个最大值，分别在 $t=\frac{z_0}{v_z}$ 和 $t=\frac{l-z_0}{v_z}$处，因此，电压脉冲的上升时间还依赖于电离的原点位置。

另外，通常从阴极附近释放出来的初级电子，在它们到达高电场强度区域并开始生成离子鞘以前，一般需要一个约 10^{-7} 秒的短时间[2.042~2.045]。但实验报告说延迟时间甚至超过 10 微秒，这是由计数管所充气体中的痕量负电性气体所造成。这种气体分子可以俘获自由电子，并使它大大延迟，因为分子的迁移率要低得多。由于此原因，只有经过特殊处理后，GM 计数管才能用于符合实验装置中[2.046,2.048]。

在正比计数管中，正离子的原点位置可以假定在极靠近阳极丝处(即 $x_0=a$)，所以电流中的电子成分可以忽略掉。在 GM 计数管中，很高的电荷密度影响了阳极丝周围的电场。所以离子鞘有一定的直径，它的直径虽然非常小，但仍比阳极丝的直径要大得多(即 $x_0>a$)。因此在 GM 计数管中电子成分就不能被忽略。

单个雪崩的电子电流脉冲(也就是图 2.02上的 $I_{电子}(t)$比起 T 来非常之短，并可以看作 δ 函数。其积分与(2.17)式类似，因此对于电子成分 $I_{GM,电子}(t)$，就得到一个宽度为 T_l 的矩形脉冲，如果电离事件不是发生在计数管的一端，则产生两个矩形脉冲的重叠。

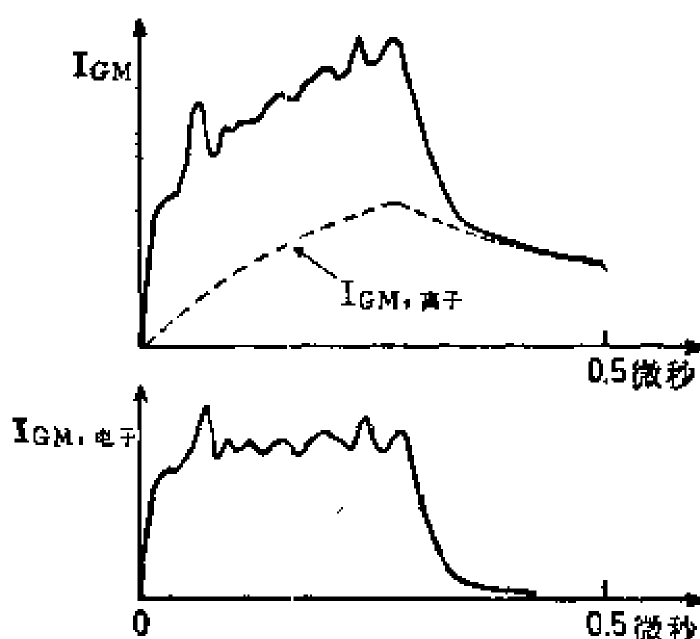


图 2.16　计数管电流脉冲 $I_{GM,电子}$ 和 $I_{GM,离子}$ 的形状

斯塔根伯格[2.003]从理论上估算了离子成分与电子成分之比，约为50%，这与实验结果是符合的。图2.16是凯利(Kelley)等人[2.047]测得的电流脉冲形状$I_{GM}(t)$。从实验图形中减去计算部分$I_{GM,离子}(t)$，电子电流脉冲显示出近似于矩形的形状，而且$I_{GM,离子}(t)$和$I_{GM,电子}(t)$下面所包括的面积大致相等，正如所料。电子电流所特有的“跳动”很可能表明了离子鞘的半径x_0沿阳极丝变化的情况，这个现象其他人也曾观察到。

2.3.2. 猝灭电路

离子鞘的总电荷约有10^{-9}库仑，造成的脉冲幅度可高达100伏。所以有关的电子线路就不需要把讯号放大，而只需要将讯号成形，如果必要的话，还得甄别掉噪声、交流声等，通常不再用专门的前置放大器。假如需要把GM计数管通过同轴电缆与远距离的电子仪器相连接，用一个小脉冲变压器来完成阻抗变换[2.049]比用有源元件电路好。

另一方面，有许多电路可用作计数管放电的外猝灭电路，它们与非自猝灭计数管一起使用，也可以和自猝灭计数管一起使用以减少其死时间。图2.17是埃利奥特(Elliot)设计的这种类型的简单电路[2.050]。计数管脉冲触发一个由双三极管6SN7组成的单稳多谐振荡器，产生一个幅度约为200伏的负脉冲，它使计数管的工作电压降低到起始值以下。按图上写明的元件数值，所得脉冲宽

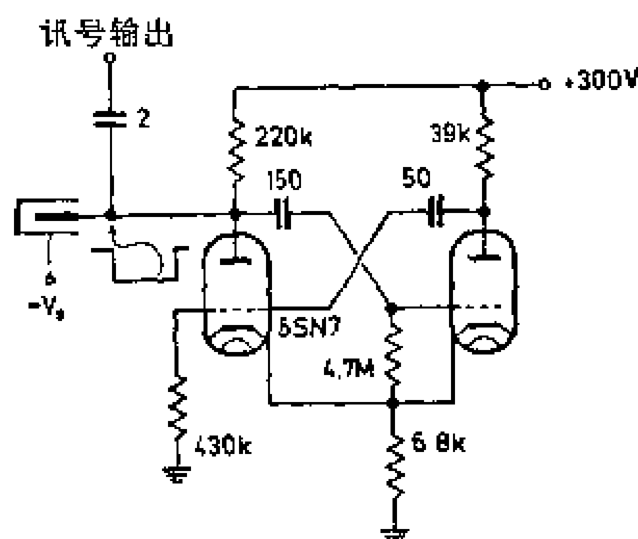


图2.17　由双三极管组成的多谐振荡器式猝灭电路

度近似为 1.5 毫秒。假如在此期间，从阴极放出次级电子，它们不能引起新的雪崩，放电也就中断了。其他电路[2.051~2.055]与图 2.17 电路不同之处主要在于计数管工作电压 V_s 的连接方式不一样，或者增加了一些不必要的复杂结构。

克罗韦尔(Crowell)和洛(Low)[2.056]介绍了另一种简单电路，其原理如图 2.18 所示。多谐振荡器的触发脉冲是由计数管的阴极电路来供给的。多谐振荡器的输出脉冲再去触发一个高压真空管 6BQ6（它在正常状态下是截止的），给出一个幅度达 800 伏的负脉冲。多谐振荡器只需提供小幅度讯号，因此是可以晶体管化的。

可以选择自猝灭计数管的积分时间常数 RC 或者外猝灭电路猝灭脉冲的宽度，使它们小于离子收集时间 $T_{离子}$(图 2.02)，放电同样会自动地中断。最大计数率只受计数管固有的死时间所限制。在离子鞘向阴极扩展的过程中，电场受到扰乱，计数管在那一瞬间变得完全不灵敏(实际死时间)，以后随着脉冲幅度指数式地上升而慢慢恢复（恢复时间），图 2.19 说明了这种情况。如图所见，计数管显示出死时间 T_D 约为 200 微秒，T_D 依赖于甄别器的甄别阈 $V_{甄别}$。近年来克雷默斯(Kramers)等人[2.057,2.234]研究了 GM 计数管的死时间效应。

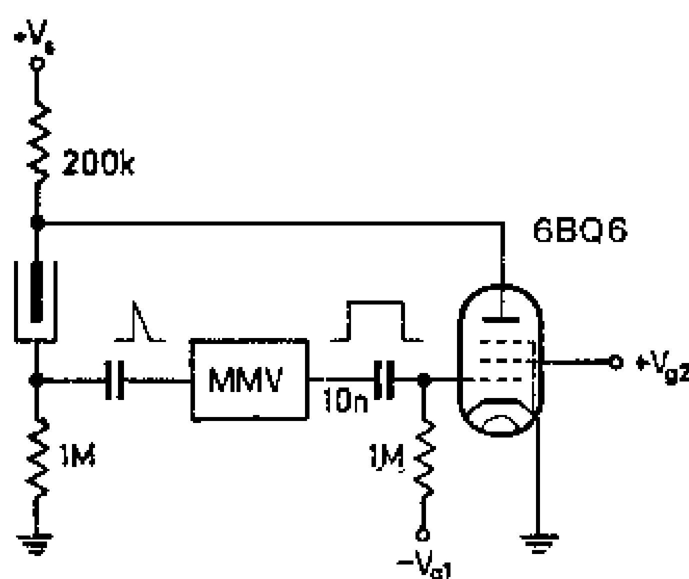


图 2.18　用一个高压五极管的猝灭电路

MMV——单稳多谐振荡器。

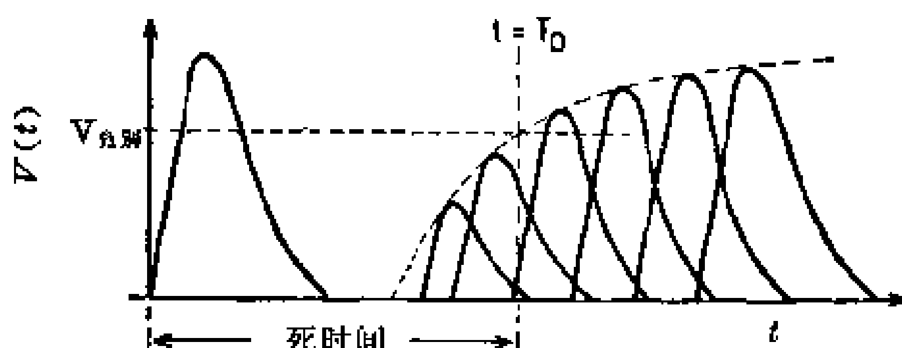


图 2.19　在自猝灭 GM 计数管中死时间的情况

辛普森(Simpson)[2.058]试图在计数管脉冲出现以后立即将工作电压的极性倒转约 10 微秒以减少死时间。所用电路的原理见图 2.20。当电场倒相时，暂时为负极性的阳极丝把正离子收集起来并中和掉，由于靠近阳极丝处电场强度很高，并由于正离子距阳极丝极近，这一动作极快。霍德森(Hodson)[2.059]还发表了另一种简单的电场倒相电路。上述引文中，辛普森成功地使死时间达到 20 微秒，即 T_D 降低到十分之一。

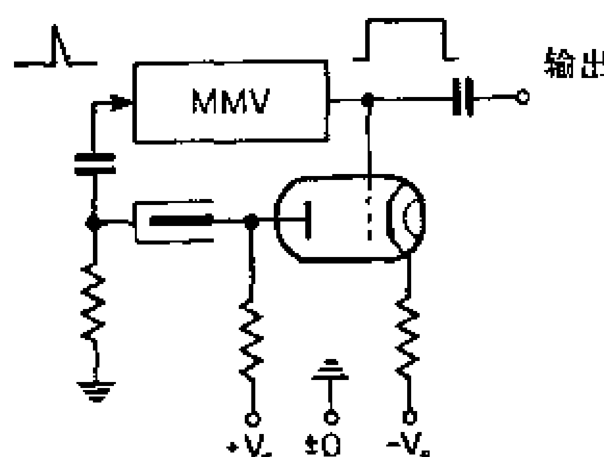


图 2.20　计数管电压倒相电路

还有一种减少 T_D 的方法，它不靠加快阳极丝收集离子的时间，而是靠很快切断电压，中断了离子鞘的形成，因此沿着大部分阳极丝，电场保持未受骚扰，计数管仍然可以计数。波特(Porter)[2.060]又介绍了一种非常快的电路(图 2.21)，它将离子鞘限定在阳极丝长度的 5% 左右。一当阳极丝上的电压脉冲达到 0.2 伏时，不对称的单稳态就翻转，并使工作电压在 100 毫微秒之内降低约 100 伏，这就中断了离子鞘的形成。抑制脉冲的宽

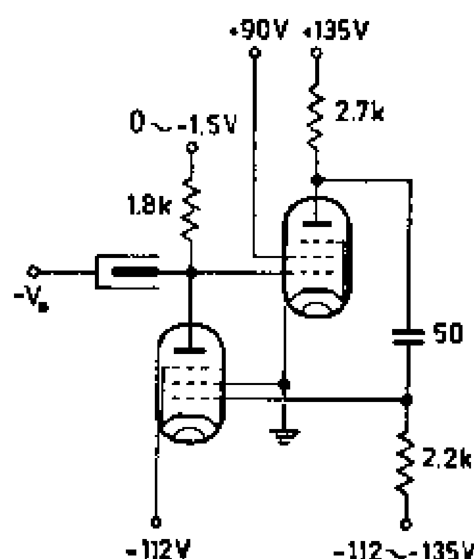


图 2.21 快猝灭电路

度为 570 毫微秒，由于电子线路的恢复效应，仪器的全部死时间达1.5 微秒。当然还必须考虑到，在初级粒子发生碰撞的原点位置附近，只要离子鞘还有部分没被中和掉，计数管还是不灵敏的。所以对于准直粒子束，这种电路的死时间基本上还是相当长的。

2.4. 半导体探测器

2.4.1. 半导体探测器的特性

与电离室中气体电离相似，在固体中产生的自由电荷载流子也可用来探测电离辐射[1)]。为此必须满足下述一些重要的条件：电荷载流子的寿命，也就是从它们产生到它们复合或被陷阱俘获的平均时间间隔，必须比收集时间长；要有短的收集时间就必须先有高的载流子迁移率和强的收集电场；不管计数管内电场强度多高，最好是没有本底电流，也就是计数管介质应当绝缘；最后，但不是不重要，要得到高的讯号幅度和良好的分辨率，还要求每产生一对电荷载流子所需的能量W比较低。在半导体的P-N结上加反向电压，这是目前知道的唯一的具有上述性能的固体器件。

关于半导体的特性以及半导体探测器在物理和技术方面的详细论述，超出了本书范围，对这些问题感兴趣的读者可以查阅参考文献［2.065］以及［2.003，2.061～2.064］。

1）吉布森（Gibson）等人[2.061]在这方面引用了麦凯（McKay）的一段恰当的评论：“每当一个核物理学家观察一个由原子粒子引起的新效应时，他总试图利用这种新效应来做一个探测器”。

图 2.22 表示一个加反向偏压的非常不对称的 P-N 结的情况。有很高施主浓度的N型半导体薄片充作辐射的入射窗，P型区仅作中等程度掺杂。电荷载流子在耗尽层 l 内扩散，造成了一个空间电荷分布 $\rho(x)$，与之相应的是线性上升的电场强度 $F(x)$ 和抛物线状的势能曲线 $\phi(x)$。外加的反向偏压 V_s，因所谓半导体的扩散电压 V_d 而增加了(V_d在锗中约 0.3 伏；在硅中约 0.6伏)，就好象在N型区和P型区之间存在一个电位差一样。因为在N型区里没有自由空穴可以给出，若无外来因素产生载流子的话，耗尽层里实际上是没有电流的，因此与电离室中产生讯号电流的方法一样，外来的电离粒子在耗尽层中产生了电荷载流子（电子和空穴），它们被电场 $F(x)$所收集，并形成讯号电流。

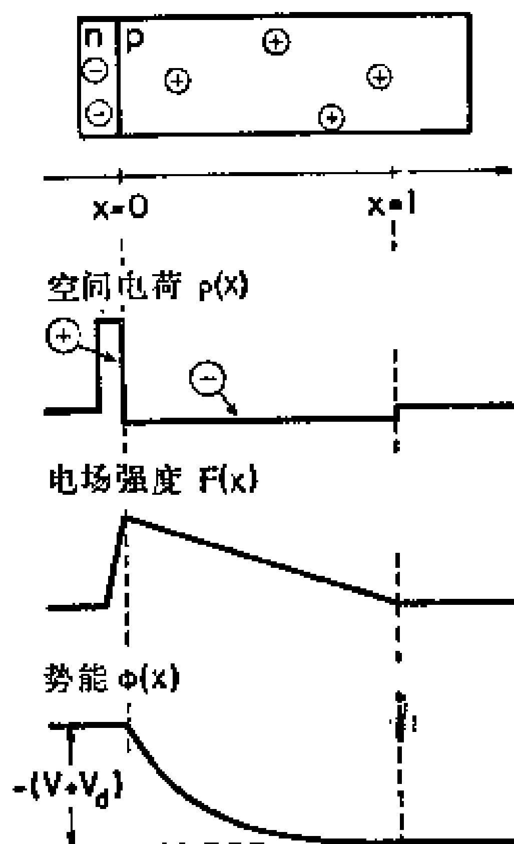


图 2.22 加反向偏压的 P-N 结的情况

由于势能曲线 $\phi(x)$的抛物线形状，耗尽层的厚度

$$l=\frac{\varepsilon}{2\pi\cdot e\cdot N_p}\sqrt{V_s+V_d}, \qquad (2.19)$$

显然正比于V_s+V_d的平方根。在(2.19)式中，ε 表示半导体的介电常数，N_p 表示在P型区内的受主浓度。耗尽层的电容 C_d 反比于l：

$$C_d\approx\frac{eN_p}{2}s\frac{1}{\sqrt{V_s+V_d}}. \qquad (2.20)$$

于是 C_d 依赖于反向偏压 V_s。s 表示结的面积。电场强度的最大值 $F(0)$为：

$$F(0)=2\frac{V_s+V_d}{l}. \qquad (2.21)$$

图 2.22 正确地描绘了在所谓扩散型[2.066~2.068]或面垒型半导体探

测器[2.069~2.073]中的情况。典型的工作电压 V_s 处于 10～1000 伏，在 V_s 较高时，耗尽层厚度有 1 毫米。如果探测器面积为 2 平方厘米，则探测器电容 C_d 约为 10～100 微微法。

在两个高掺杂的P型和N型区之间引进一个本征区，可以获得电场强度几乎均匀一致的较深的耗尽层（图 2.23）。这种结构通常称之为 P-I-N 计数器。空间电荷限定在高掺杂的 N^+ 区和 P^+ 区，耗尽层的厚度 l 几乎与偏压 V_s 无关，I 区的电场强度几乎为常量，并为

$$F(x)=\frac{V_s+V_d}{l}, \tag{2.22}$$

根据佩尔的文章[2.074,2.075]，用离子漂移方法可以制得耗尽层厚达 12 毫米的探测器。这需要在一个原来是中等掺杂的P型区内，用处在晶格填隙位置的锂离子去补偿受主的浓度。锂漂移的硅和锗探测器现在已广泛地应用于核辐射能谱学中[2.076~2.079]。由于其耗尽层 l 很厚，这类探测器即使在大面积时（≈5 厘米²），其电容 C_d 也只有 10 微微法。

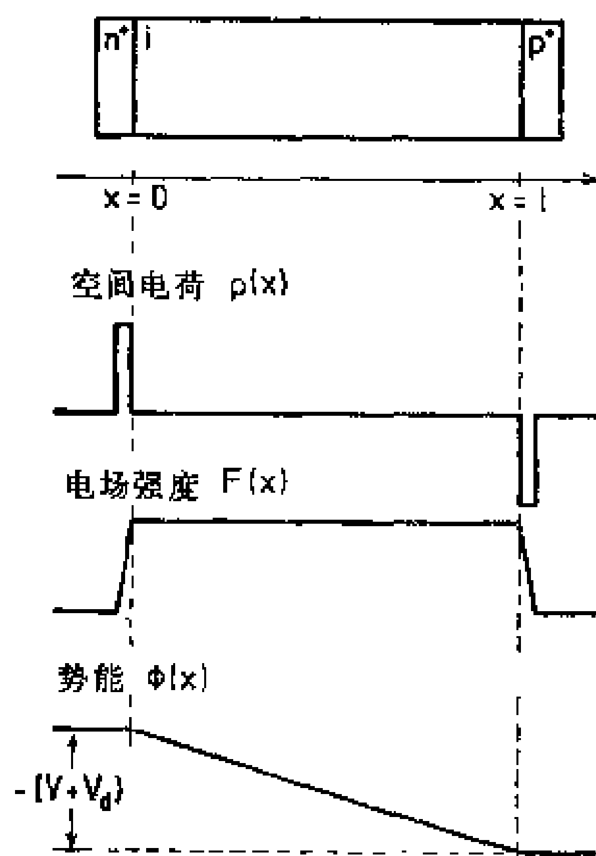


图 2.23　加反向偏压的 P-I-N 探测器的情况

半导体探测器的漏电流 I_d，也就是在没有外来电离产生时的静态反向电流，基本上是由扩散电流、体电流和面电流三部分组成。扩散电流是由那些因热运动而产生的少数电荷载流子所引起的，这些载流子必须是在从耗尽层末端算起小于它们的扩散长度的范围之内产生的。因为耗尽层的厚度 l 大大超过扩散长度，所以比起体电流 I_{dv} 来，扩散电流可以忽略。

通过简化，I_{dv} 可以表示如下[2.081]：

$$I_{dv}=S\cdot l\cdot\frac{e\cdot n_i}{2\tau},\tag{2.23}$$

其中 S 是结的面积，n_i 是本征电荷载流子浓度，τ 是载流子复合寿命。I_{dv} 与温度的关系主要由 n_i 这一项给出，n_i 正比于

$$T^{\frac{3}{2}}\cdot e^{-E_g/2kT},\tag{2.24}$$

T 的单位是 °K．E_g 是半导体的禁带能量宽度。在轻掺杂的硅中（例如一个 P-I-N 探测器的 I 区域），当 $T=300$°K 时，我们可得 $\tau\approx1$ 毫秒，$n_i\approx1.5\times10^{10}$厘米$^{-3}$，结果就有$I_{dv}/S\cdot l\approx1$微安/厘米^3。因此，一个具有 $S\approx2$ 厘米^2、$l=5$ 毫米的锂漂移硅探测器，在室温下其体电流 I_{dv} 约为 1 微安。因为在推导(2.23) 式时，用了不同的简化方法，这个关系式就不能正确描述漏电流，实验数据仅为它的 2～20 分之一[2.065]。

假如不采取专门措施，表面漏电流可以变得非常大。因为它依赖于半导体不太清楚的表面情况，所以无法进行数学处理。假如改进探测器的制造技术，例如用保护环原理[2.081]，或者象制造晶体管的平面工艺那样用 SiO_2 作保护面[2.052;2.083]，漏电流的面电流成分就可以忽略掉。

在所有的情况中，占漏电流主要成分的都是体电流 I_{dv}，按照(2.24)式，降低工作温度可以使它减少。

2.4.2. 形成一对空穴-电子所需的能量

一个电离粒子在半导体中损失的能量 ΔE，主要消耗在激发晶格振动和产生自由电子与空穴上。光学的晶格振动能量是量子化的，量子能量 E_r(即声子能量)决定于晶格的拉曼频率，约相当于50兆电子伏。按照肖克利(Shockley)理论[2.083]，形成一对空穴-电子所需的平均能量W，可以用半导体中禁带能量宽度 E_g 的函数来表示：

$$W=2.2E_g-n\cdot E_r,\tag{2.25}$$

此处 n 表示每次电离碰撞所产生的平均声子数目，它约为

10～100。因为形成一对电荷载流子至少需要 E_g 能量，电离过程的效率 η 为:

$$\eta=\frac{E_g}{W}=\frac{1}{2.2+n(E_r/E_g)}. \tag{2.26}$$

图 2.24 的表上概列了锗和硅的某些特性，这些数据基本上取自文献[2.056]。硅和锗的 W 值实验数据分别为 3.6 电子伏和 2.9 电子伏[2.065,2.083~2.086]，与理论上的(2.25)式相一致。

图 2.24 上所给的数据代表了最近测定的加权平均值。除去个别例外[2.085]（可以用寄生效应来解释[2.085]），对于 α 和 β 粒子、光子、重离子或裂变碎片，已测得相同的 W 值。由于禁带能量宽度 E_g 略依赖于温度 T（参看图 2.24），所需能量 W 也在一定程度上依赖于温度[2.085,2.087]。另外，文献[2.088]报道了在 P-N 结中 E_g 还随电场强度变化。

	硅	锗
300°K 时的禁带宽度 E_g(电子伏)	1.106	0.67
T°K 时的禁带宽度 E_g(电子伏)	$1.205-2.8\times10^{-4}T$	$0.72-3.4\times10^{-4}T$
300°K 时的本征浓度 n_i(厘米$^{-3}$)	1.5×10^{10}	2.4×10^{13}
T°K 时的本征浓度 n_i(厘米$^{-3}$)	$2.8\times10^{16}\,T^{\frac{3}{2}}e^{-\frac{6450}{T}}$	$9.7\times10^{15}\,T^{\frac{3}{2}}e^{-\frac{4350}{T}}$
300°K时的电子迁移率 μ_n(厘米^2/伏·秒)	1350	3900
300°K时的空穴迁移率 μ_p(厘米^2/伏·秒)	480	1900
每对电子-空穴所需的能量 W(电子伏)	3.65 ± 0.05	2.95 ± 0.05

图 2.24　锗和硅的某些特性

当粒子的能量 ΔE 完全损耗在半导体中时，所产生的电子-空穴对的数目 $N=\frac{\Delta E}{W}$ 的统计偏差 σ_N 为:

$$\sigma_N=\sqrt{f\cdot\overline{N}}, \tag{2.27}$$

与气体电离的情况(2.2)完全一样。法诺因子 $f\leqslant1$[2.007] 说明了由于给定的总能量损失 ΔE 所造成的各个电离事件之间的相互关系而使偏差减小。

范罗斯布罗克(Van Roosbroeck)[2.089] 从理论上研究了半导体中的能量损失现象，并计算了效率 η (2.26)和法诺因子 f 与每次电离碰撞所产生的平均声子数目 n 的关系。对于一个专门的统计模型，这种计算是正确的。图 2.25 是这种计算结果。图 2.26

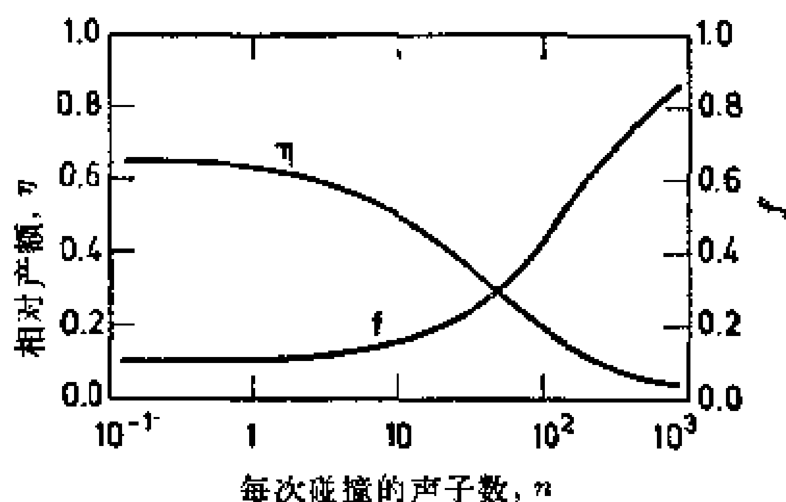


图 2.25 效率 η 和法诺因子 f 对声子数目 n 的依赖关系

中画出了法诺因子 f 与效率 η 的函数关系。按图 2.24 的数值，我们可得 $\eta_{Si}=30\%$，$\eta_{Ge}=23\%$；这样就给出 $f_{Si}=0.30$ 和 $f_{Ge}=0.36$，古尔丁(Goulding)[2.065] 测得的锗探测器的 f 值为 $f=0.30\pm0.03$，与范罗斯布罗克的理论很好符合。

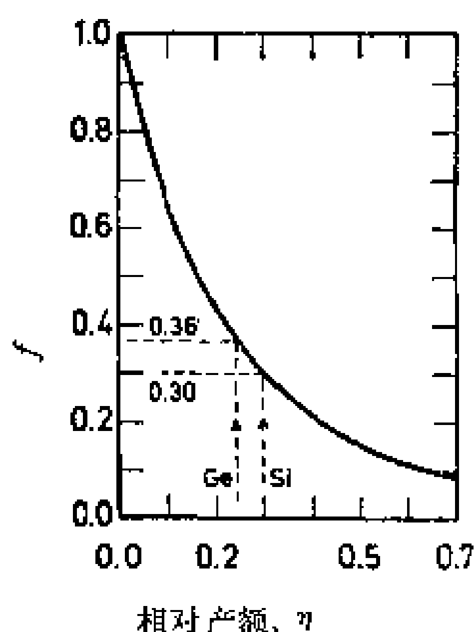


图 2.26 法诺因子 f 与效率 η 的函数关系

其他报道的 f 值在 0.15～0.20 之间[2.090]。对于某些简化了的电离统计学模型，f 值可能还要小一些 ($f=0.04$)[2.089]。克莱因(Klein)最近对法诺因子的情况重新作了评定[2.235]。因为不知道统计偏差 σ_N 对探测器-放大器系统的总能量分辨率究竟影响到什么程度，所以很难精确测量 f，虽然如此，但毫无疑问，σ_N 要比未受扰乱的泊松分布($f=1$)所得结果要小得多。因此，对于低能粒子，分辨率主要决定于探测器和前置放大器的噪声。

2.4.3. 在 P-N 和 P-I-N 探测器中的脉冲形状

除了电子和空穴的混乱的热运动外，电荷载流子在电场强度 F 方向还有附加的运动，它们的速度

$$w_n = -\mu_n \cdot F$$

和

$$w_p = \mu_p \cdot F \qquad (2.28)$$

都正比于 F，比例常数 μ_n 和 μ_p 分别为电子和空穴的迁移率。关系式(2.28)与(2.3)式相似。图 2.27 上画出了在本征锗和本征硅中迁移率 μ_n 和 μ_p 与温度的关系。有两种效应使得情况有些复杂化了。首先，图 2.27 的曲线只对纯本征半导体才有效。在重掺杂的半导体中，必须考虑到杂质与电荷载流子的库仑作用造成较低的迁移率。对于较高的掺杂浓度，曲线显示出在 100°K附近有一最大值。在低于 100°K时，随着温度降低，迁移率又减小了。然而对于中等掺杂的半导体探测器，特别象 P-I-N 探测器，图 2.27就是一种很好的近似。

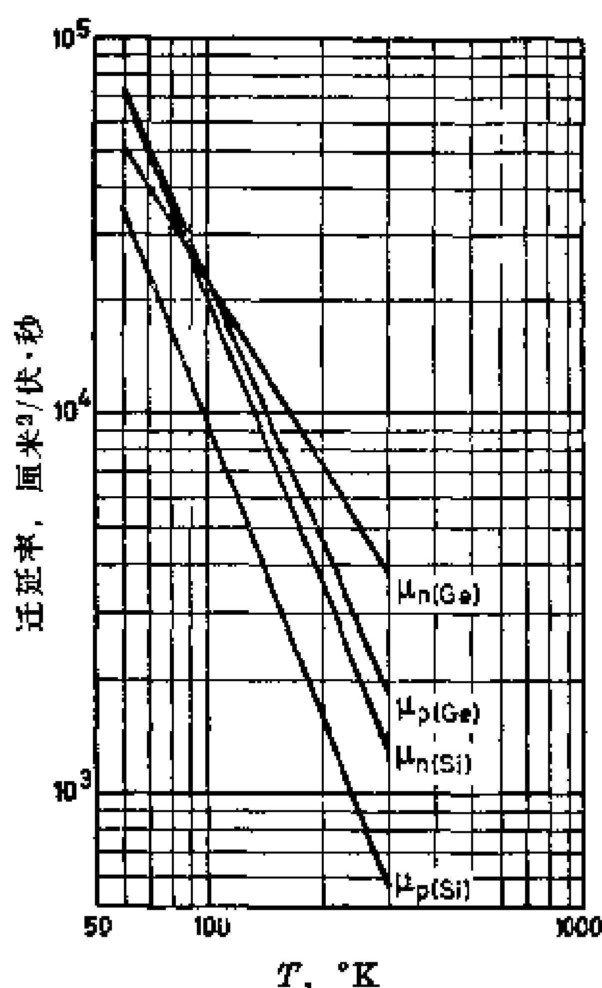


图 2.27 在锗和硅中，电子和空穴的迁移率与温度 T 的关系

当漂移速度 w_n 或 w_p 处于热运动速度(≈10^7厘米/秒)范围内，偏离图 2.27 就更大了[2.091]。此时迁移率随着电场强度增加而减少，使得 w 的增加比按(2.28)式要慢得多，甚至于到一定大小后达到饱和而不再上升(例如在锗中，电子的饱和值约为 10^7厘米/秒)。在冷却的锗探测器中，电场强度为 10^3伏/厘米时，通常漂移速度约达 10^7 厘米/秒。

象 2.1.3 节一样，可以计算出由电子和空穴成分组成的讯号

电流 $I_{讯号}=I_n+I_p$ 的脉冲形状。在图 2.28 中，概要地罗列了在 P-N 和 P-I-N 探测器中电子成分和空穴成分的电流脉冲形状 $I_n(t)$ 和 $I_p(t)$、收集时间 T_n 和 T_p 以及积分电压脉冲形状 $V_n(t)$ 和 $V_p(t)$。脉冲形状的计算是基于如下假定：$t=0$ 时，在 $x=x_0$ 处发生一个点状电离事件，产生总电荷 $\pm Q$。

在气体中和在半导体中，电荷载流子迁移率的定义有所不同[在气体中为(2.3)式，在半导体中为(2.28)式]，如果把这点考虑进去，图 2.28 中 P-I-N 探测器的脉冲形状和图 2.02 中平行板电离室的脉冲形状就完全一样了。因为在半导体探测器中 $\mu_n \gtrsim \mu_p$，故空穴成分对于讯号形成也有贡献。在冷却的锗($T\approx 100^\circ$K)中，甚至 $\mu_n=\mu_p$，两种电荷载流子以同样程度影响脉冲形状。因为在扩散型 P-N 结或面垒探测器里电场是不均匀的，P-N 结的脉冲与在圆柱形电离室中的情况大致相似。探测器电流的空穴成分 $I_p(t)$，正与圆柱形电离室相反，显示为一个时间常数等于 $l^2/2\mu_p V_s$ 的指数衰减，得到无限长的空穴收集时间 T_p。在 P 区作窗、中等掺杂的 N 区作耗尽层的 P-N 探测器里，空穴与电子互换，已给定的关系式保持有效，反过来也是这样。

假如 P-N 探测器里，无电场的 P 型区并非极薄，它就有一定的电阻 R_d。R_d 位于讯号通路上，因而与探测器电容 C_d 和(动态的)前置放大器输入电容 $C_{输入}$ 组成一个积分电路。这个积分电路对脉冲形状的影响很容易从图 2.29 的等效电路计算出来。电压脉冲 $V_{讯号}(t)$ 的拉普拉斯变换 $\hat{V}_{讯号}(p)$ 为：

$$\hat{V}_{讯号}(p)=\hat{I}_{讯号}(p)\cdot\frac{1}{p(C_d+C_{输入})}\cdot\frac{1}{(1+p\tau)}, \qquad (2.29)$$

其中

$$\tau=R_d\cdot\frac{C_d C_{输入}}{C_d+C_{输入}}.$$

第一项表示电流被总电容 $C=C_d+C_{输入}$ 所积分。第二项表示电压脉冲因积分电路而畸变。如使用电荷灵敏前置放大器，就有 $C_{输入}\gg C_d$，因此第二项的时间常数 τ 就变为 $\tau=R_dC_d$，不再依赖于 $C_{输入}$；在非常薄的探测器中，通常 $\tau>T_n, T_p$(在 P-N 探测器里或为 $\tau>l^2/2\mu_pV_s$)，脉冲形状遂由(2.29)式决定。

	P-I-N	P-N
探测器几何形状	N I P ±Q $+V_s$ $-V_s$ C 0 x_0 l x	N P ±Q $+V_s$ $-V_s$ C 0 x_0 l x
电场强度 $F(x)$	$\frac{V_s}{l}$	$\frac{2V_s}{l}\left(1-\frac{x}{l}\right)$
空穴收集时间 T_p	$\frac{l}{\mu_p V_s}(l-x_0)$	∞
电子收集时间 T_n	$\frac{l}{\mu_n V_s}x_0$	$\frac{l^2}{2\mu_n V_s}\log\frac{l}{l-x_0}$
空穴电流 $I_p(t)$ $0<t<T_p$	$Q\frac{\mu_p V_s}{l^2}$	$Q\frac{2\mu_p V_s}{l^2}\left(1-\frac{x_0}{l}\right)e^{-\frac{2\mu_p V_s}{l^2}t}$
电子电流 $I_n(t)$ $0<t<T_n$	$Q\frac{\mu_n V_s}{l^2}$	$Q\frac{2\mu_n V_s}{l^2}\left(1-\frac{x_0}{l}\right)e^{+\frac{2\mu_n V_s}{l^2}t}$
积分电压 $V_p(t)$ $0<t<T_p$	$\frac{Q}{C}\left(1-\frac{x_0}{l}\right)\frac{t}{T_p}$	$\frac{Q}{C}\left(1-\frac{x_0}{l}\right)\left(1-e^{-\frac{2\mu_p V_s}{l^2}t}\right)$
积分电压 $V_n(t)$ $0<t<T_n$	$\frac{Q}{C}\frac{x_0}{l}\frac{t}{T_n}$	$\frac{Q}{C}\left(1-\frac{x_0}{l}\right)\left(e^{+\frac{2\mu_n V_s}{l^2}t}-1\right)$
最后电压 $V_p(T_p)$	$\frac{Q}{C}\left(1-\frac{x_0}{l}\right)$	$\frac{Q}{C}\left(1-\frac{x_0}{l}\right)$
最后电压 $V_n(T_n)$	$\frac{Q}{C}\frac{x_0}{l}$	$\frac{Q}{C}\frac{x_0}{l}$
电流脉冲	I I_n I_p t	I I_n I_p t
电压脉冲	V $V_{信号}=V_n+V_p$ V_n V_p t	V $V_{信号}=V_n+V_p$ V_n V_p t

图 2.28　半导体探测器中的脉冲形状

在推导图 2.28 P-N 探测器的脉冲形状时，有些地方必须注意。讯号电流形状$I(t)=\frac{dq}{dt}$，也就是在前置放大器输入端电荷 q 的变分，常常是从分

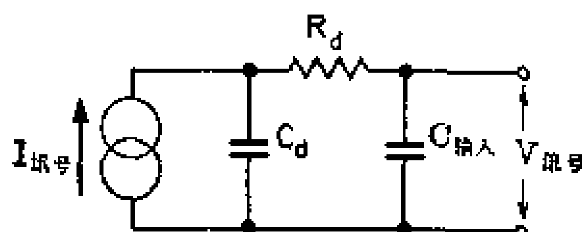


图 2.29　讯号通路电阻 R 对脉冲形状的影响

析能量守恒中求得：探测器电容 C_d 的静电能量的增加 $dE_{静电}=d\left(\frac{q^2}{2C_d}\right)=\left(\frac{q}{C_d}\right)dq=V_s\cdot dq$，必须等于电场 $F(x)$ 使电荷 Q 运动一段距离 dx 所作的功或使电荷 Q 通过电位差 $d\phi$ 所作的功 $Q\cdot d\phi=Q\cdot F(x)\cdot dx$。从 $V_s\cdot dq=Q\cdot F(x)\cdot dx$ 可以直接得到$I=\frac{QFw}{V_s}$(2.5)。卡瓦列里（Cavalleri）等人[2.093]指出，关系式 $dE_{静电}=V_s\cdot dq$ 是不能用的，因为 P-N 结有空间电荷，这个关系式不能计算出空间电荷位能的变化，因此必须用拉莫(Ramo)的更为严格的理论[2.094~2.096]。他的理论导出一个简单的关系式，替代了(2.5)式：

$$I(t)=Q\cdot\frac{w}{l},\tag{2.30}$$

w 是载流子的漂移速度。图 2.28 所给出的脉冲形状即根据此关系式得到。研究工作者们用了这个修正的关系式（2.30）计算了在各种特殊情况下的脉冲形状[2.097~2.100]。然而也有一些人在理论上讨论 P-N 探测器时采用未修正的关系式(2.5)。

在探测短程粒子或低能 γ 量子时，可应用图 2.28 的脉冲形状。若粒子的射程与耗尽层厚度 l 差不多，粒子产生的讯号等于在它的电离轨迹上各个点上产生的同类脉冲的叠加[2.097]。

在一个薄的探测器里（$l\approx1$ 毫米），若载流子漂移速度的最大值约为 10^7 厘米/秒，电压脉冲的上升时间可达 1 毫微秒。锂漂移探测器（$l\approx10$ 毫米）的上升时间可望达到约 100 毫微秒。根据电离轨迹，上升时间是不一样的，所以对于不同射程的粒子，半导体探测器的脉冲形状也是不同的。因此用一个脉冲形状甄别器（参

阅第 4.3节)就可以区分不同种类的粒子。

某些自由电荷载流子可能被晶格缺陷所俘获，这个事实使上述情况更复杂化了。这一方面会造成脉冲幅度亏损[2.101~2.103]；另一方面，它导致电荷收集延迟，因而出现电流脉冲形状的慢成分(≈1微秒)[2.104]。

文献[2.236～2.238]从理论上和实验上讨论了P-I-N 探测器中的脉冲形状。

2.4.4. 前置放大器和有关电路

半导体探测器的结电容 C_d 依赖于工作电压V_s(2.20)，而且即使 V_s 很稳定，也不能把它看作常量。所以要对电流脉冲积分，就必须采用如图 2.05 中右面那种电荷灵敏型前置放大器。图 2.30 是这类前置放大器的详细等效电路，它将用于下面的分析。前置

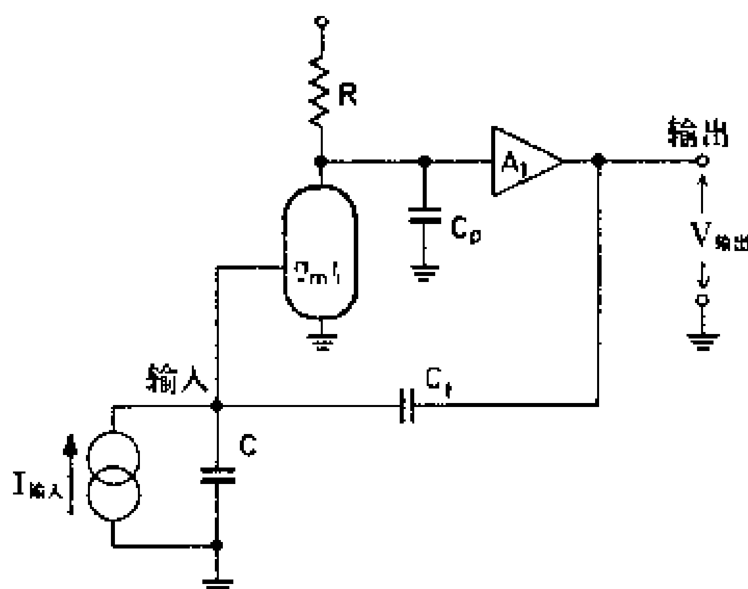


图 2.30　电荷灵敏前置放大器的详细等效电路图

放大器的输入部分［真空管、场效应晶体管(*FET*)或双极型晶体管，或它们的组合］将由其跨导 g_m 和内阻 r_i 来描述。前置放大器中起决定性作用的积分时间常数 τ_0 由其输入级的输出阻抗 $R /\!/ r_i$ 和寄生电容 C_p 所决定：

$$\tau_0 = (R /\!/ r_i)C_p. \tag{2.31}$$

假如放大器的工作过程是非周期性的，所有其余的时间常数应当很短。所以只有一个单级阻抗变换器（阴极跟随器，发射极跟随

器，达林顿发射极跟随器）可以用作放大器 A_1，相应的电压增益 A_1 因而近似等于 1。

在没有反馈的输入端到输出端之间的电压增益 $-A(p)$ 为[1]：

$$A(p)=\frac{g_m(R /\!/ r_i)A_1}{1+p\tau_0}=\frac{A_0}{1+p\tau_0}. \tag{2.32}$$

电容衰减器 C，C_f 具有衰减因子 $b=C_f/(C+C_f)$。因为负反馈放大器的增益是 $-A(p)/1+b\cdot A(p)$，输出电压的拉普拉斯变换 $\hat{V}_{输出}$ 为：

$$\hat{V}_{输出}(p)=-\hat{I}_{输入}\cdot\frac{1}{p(C+C_f)}\cdot\frac{A(p)}{1+A(p)C_f/(C+C_f)}. \tag{2.33}$$

将(2.32)式引入，可得：

$$\hat{V}_{输出}(p)=-\hat{I}_{输入}\cdot\frac{1}{p[C_f+(C+C_f)/A_0]}\cdot\frac{1}{1+p\tau}, \tag{2.34}$$

τ 由(2.37)式得到。关系式(2.34)中的第二项表示输入电流 $I_{输入}$ 被反馈电容 C_f 所积分，C_f 已略被增大$(C+C_f)/A_0\ll C_f$。由于此附加项，使得脉冲幅度 $V_{输出}$ 多少有点依赖于 C，C 包括探测器电容 C_d 和各种杂散电容；若 $A_0C_f\gg(C+C_f)$，经过简单计算，得到：

$$\frac{dV_{输出}}{V_{输出}}=-\frac{dC}{C}\cdot\frac{C}{A_0\cdot C_f}\left(\frac{1}{1+(C+C_f)/A_0C_f}\right)\approx-\frac{dC}{C}\cdot\frac{1}{A_{反向}}, \tag{2.35}$$

此处

$$A_{反向}=A_0\frac{C_f}{C}, \tag{2.36}$$

叫做反向增益，它是前置放大器对于输入电容 C 的变化的不灵敏性的标度。

(2.34)式中第三项代表时间常数为 τ 的积分器，τ 为：

$$\tau=\tau_0\frac{C+C_f}{C+C_f+A_0C_f}\approx\frac{\tau_0}{A_{反向}}, \tag{2.37}$$

由(2.31)，(2.32)和(2.36)式可得知 τ 与 $R /\!/ r_i$ 无关：

$$\tau=\frac{(R /\!/ r_i)C_p}{g_m(R /\!/ r_i)A_1C_f/C}=\frac{C\cdot C_p}{g_m\cdot A_1\cdot C_f}. \tag{2.38}$$

---

1) 拉普拉斯变换计算法将应用于整个分析。

这样就可用很高的 $R /\!/ r_i$，使增益 A_0 增加，但又不致使放大器变慢。快前置放大器要求输入元件的跨导 g_m 较高。因为反馈电容 C_f 必须保持很小以获得足够高的讯号电压（通常 C_f 约为 0.5～5 微微法，即 $C_f \ll C$），所以，要提高反向增益 $A_{反向}$(2.36)，只有增加回路增益 A_0。

因为时间常数 τ 依赖于 C 和 g_m，即它与探测器-前置放大器系统的工作条件有关，一般不能将它看作常量。所以用作脉冲成形的积分器的时间常数必须 $\tau_{积分} \gg \tau$，而且必须位于反馈回路的外面。因此既可以在前置放大器和主放大器之间完成脉冲成形，也可以在主放大器的某一级的开始完成脉冲成形（参看 3.1.3. 节）。

图 2.30 的前置放大器输入元件必须同时具有低的噪声和高的 r_i 和 g_m。双极型晶体管的噪声是可以允许的（例如在高能能谱学中与 C_d 很高的探测器一起使用），场效应晶体管无论何时也总是可用的，获得高的 r_i 并不困难；至于五极管，由于存在分配噪声，就噪声而言，它们劣于低 r_i 的三极管，但也还可用（参看文献[2.017]）。然而，我们已知，在图 2.31 中栅地-阴地放大器电

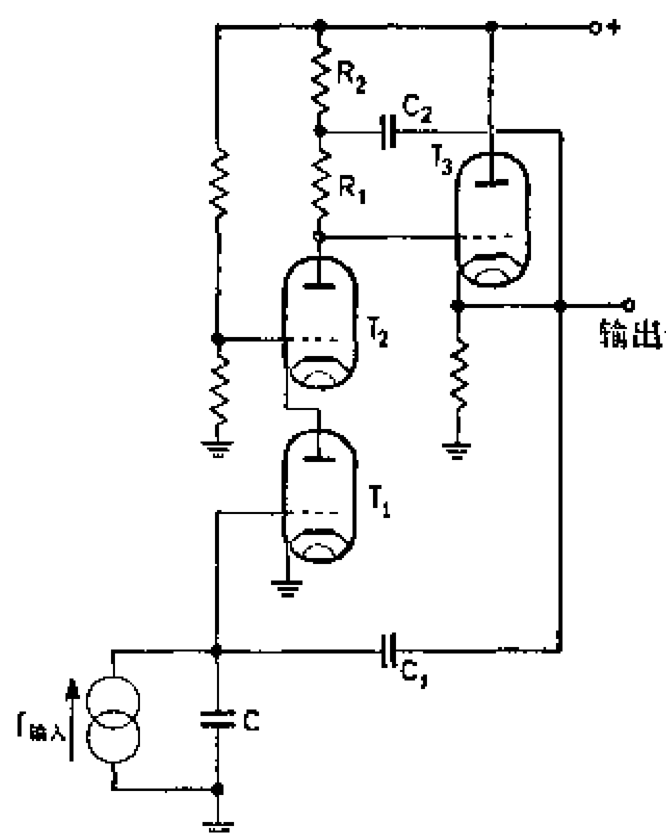


图 2.31　自举反馈的栅地-阴地前置放大器

路[2.017]既有五极管的放大特性，又有三极管的低噪声特性。栅地-阴地放大器中 T_1, T_2 的内电阻为：

$$r_{i,\text{栅地-阴地}} = r_{i1} + r_{i2} + r_{i1} \cdot r_{i2} \cdot g_{m2} \gg r_{i1}, r_{i2}, \qquad (2.39)$$

此处 r_{i1}, g_{m1} 和 r_{i2}, g_{m2} 分别为三极管 T_1 和 T_2 的参数。

在图 2.31 中，阴极跟随器 T_3 借助于电容 C_2 使栅地-阴地放大器的电源电压随着 T_2 板压的增加而同步地升高——这就叫做自举反馈。这样 T_2 的负载已不再是 R_1，而是一个动态电阻 $R_{\text{动态}}$。分析图 2.31 电路很容易得知

$$R_{\text{动态}} = \frac{R_1}{1-A_3} \cdot \frac{p}{p+1/\tau_2} + (R_1+R_2)\frac{1/\tau_2}{p+1/\tau_2}, \qquad (2.40)$$

而
$$\tau_2 = R_2 C_2 (1-A_3),$$

这里 $A_3 \approx 1$ 代表阴极跟随器 T_3 的电压增益。假如 C_2 很大，足以使 τ_2 比最大脉冲宽度还要长（在拉普拉斯变换计算中，可以用 $\tau_2 \gg \frac{1}{p}$ 象征性地表示），$R_{\text{动态}}$ 就简化为

$$R_{\text{动态}} \approx \frac{R_1}{1-A_3} \gg R_1. \qquad (2.41)$$

在一个自举反馈的栅地-阴地放大器电路中，$r_{i,\text{栅地-阴地}} /\!/ R_{\text{动态}}$ 非常高，增益 A_0 和反向增益 $A_{\text{反向}}$ 就变得足够大了。

对于栅地-阴地放大器和自举反馈更加详细的分析可以在许多电子学教科书里找到。最近波纳鲁 (Poenaru)[2.105]等人讨论了有自举负载的常规放大器，有欧姆负载的栅地-阴地放大器和有自举负载的栅地-阴地放大器，并特别着重讨论了用于半导体探测器的前置放大器。

当然，用自举技术来得到高负载，不仅可用于前面提到的电路，也可用于将场效应晶体管(*FET*)或双极型晶体管作输入元件的电路。后者的阻抗变换器(即图 2.31 中 T_3 管)通常是由一个发射极跟随器组成，该发射极跟随器系由一到三个晶体管按达林顿接法配置而成。虽然，用了 *FET* 和双极型晶体管后 r_i 已经很高，不必再用栅地-阴地放大器，但是因为它有较高的增益和低的米勒电容，这种电路经常被采用。用各种混合的栅地-阴地放大器电路也

很好，最好以真空三极管和*FET*代替T_1，以双极型晶体管代替T_2。本章还将举出一些这类电路的例子。

下面，我们将讨论一些前置放大器的实用电路，特别着重于讨论噪声指数、灵敏度和机械设计。应用于特定实验条件下的输入元件请看附录8.2节中的图8.11。比尔格(Bilger)[2-090,2-239]已经更详细地研究了真空管、双极型晶体管和FET的优缺点。

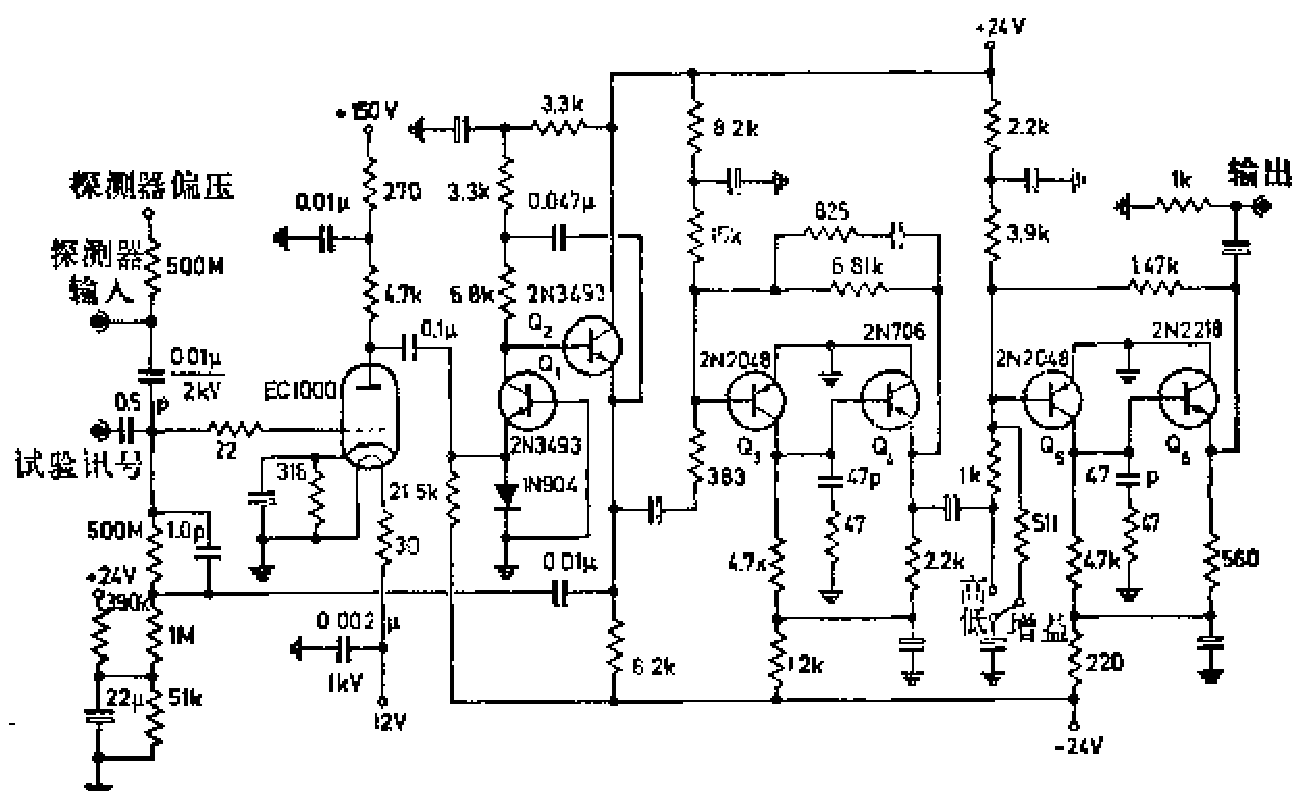


图2.32　采用三极管EC1000的混合式前置放大器

图2.32是古尔丁设计的一种前置放大器，它用真空三极管EC1000作输入元件[2-065]。电路的其余部分都采用晶体管。由于这两种元件的工作电压不同，混合式栅地-阴地放大器的EC1000真空管与2N3493晶体管之间用一个0.1微法的电容耦合。由另一个2N3493构成的发射极跟随器充作自举电容0.047微法的阻抗变换器。反馈电容C_f=1微微法，被500兆欧的电阻分路，通过0.01微法的电容与这一级的输出端相连接，电容保护三极管的栅极工作电压免受输出电压电平的影响。积分网络的时间常数为500兆欧×1微微法=500微秒；C_f=1微微法给出灵敏度为0.16微伏/电子空穴对，或者对硅来说44毫伏/兆电子伏。前置放大器的上升时间约为15毫微秒，讯号在输至主放大器之前经过两级放

大，靠反馈回路使放大器稳定。

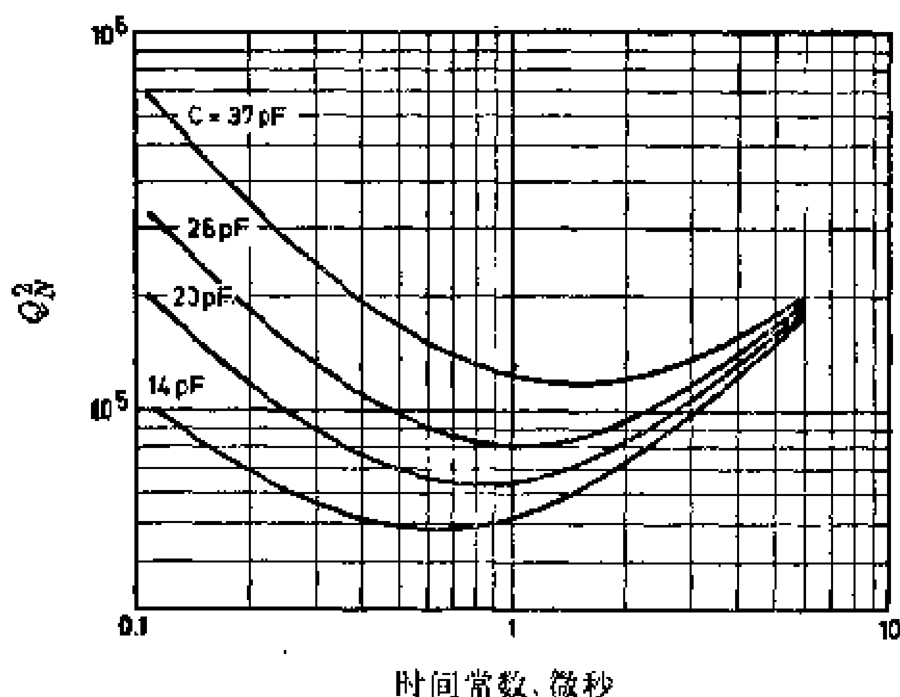


图 2.33　图 2.32 中前置放大器的噪声特性

图 2.33 表示出这种前置放大器的噪声特性。脉冲成形电路由一个 RC 微分器和两个时间常数相等的 RC 积分器所组成。总电容 $C=C_{外}+C_{输入}$ 包括前置放大器输入电容 $C_{输入}=6$ 微微法和外电容 $C_{外}$（探测器电容、连接电容等）。在指定的工作条件下，EC1000 的栅流约为 1 毫微安。对于漏电流非常小的半导体探测器（$I_d \ll 1$ 毫微安，仅通过电容 C_d 影响其总噪声），等效噪声电荷 Q_N 可以直接从图 2.33 得出。例如，一个 $C_{外}=14$ 微微法（也就是 $C=20$ 微微法）的锗探测器，在时间常数为 0.8 微秒时，Q_N 有最小值，给出分辨率 FWHM≈1.8 千电子伏。已经有不少人讨论过如何选择用于低噪声前置放大器的真空管[2.020,2.106~2.109,2.090]。因为真空管前置放大器最适合于配合薄的未经冷却的探测器用，这类探测器有较高的漏电流和较高的电容 C_d，根据附录 8.2 节，管子的跨导就和栅流一样成为更严格的选择标准了。所以优先采用的就是那些三极管或三极管连接式的五极管 ECC88，E88CC，E180F，E280F，E810F（欧洲），6922，7788（美国），6Ж9П（苏联），6 R-H2，6EJ7（日本）。

图 2.30 中放大器 A_1 必须是非倒相的，最好还是一个单级的放大器，以保持整个放大器稳定。兼得两者的解决办法（已经讨论

过)在于放弃 $A_1 \gg 1$，并靠自举来增加栅地-阴地放大器的增益。除了通常的自举外(这是一种正电压反馈，许多真空管前置放大器电路都是如此[2.110,2.111])，借助于正电流反馈，也可以实现高负载 $R_{负载}$[2.112]。与对待完全用真空管的前置放大器一样[2.114]，也有人研究了混合式真空管-晶体管前置放大器中的电流反馈电路[2.113]。坎迪亚(Kandiah)[2.115]报告了他将恒流晶体管用作真空管的栅地-阴地放大器的负载的情况。

有时候用一个长尾对(即阴极耦合差分放大器或发射极耦合差分放大器)来做非倒相放大器 A_1。虽然它是由两部分组成，由于阴极或发射极的耦合，它显示了单级放大器的特性。它的另外一个优点是米勒电容低。按蔡斯等人[2.110]的意见，用长尾对做的前置放大器，尽管很快但也很稳定。文献[2.116]建议用所谓负互导管来作放大器 A_1，其原理如图 2.34 所示。在一个导通的五极管中，帘栅极与阳极之间的电流分配由抑制栅极 g_3 的电位所控制。在 g_3 上有一个正电压脉冲，引起帘栅极电流下降，g_2 上就有一个正电压脉冲。

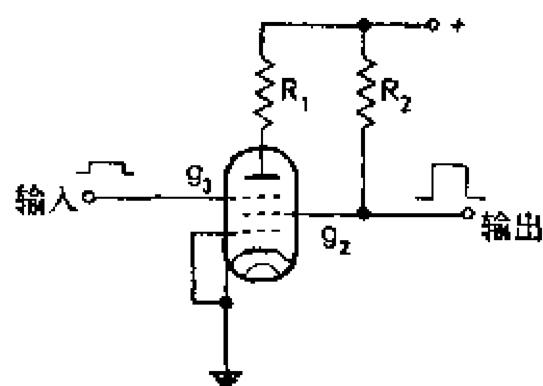


图 2.34　负互导管电路

戈兹沃西(Goldsworthy)[2.240]靠小量的正反馈使得放大器的增益 A_3 可提高到无限大。

沃尔(Wahl)[2.117]介绍了一种用 E280F 的快-慢前置放大器。

仅当所采用的半导体探测器有较高的结电容 C_d，或者不要求很高的能量分辨率时，用双极型晶体管作前置放大器才是适宜的(参看附录"噪声"中的图 8.11)。为要得到低的并联噪声，晶体管基极电流应当低一些。另一方面，跨导 $g_m \approx (e/kT) \cdot I_c$ 依赖于集电极电流，因而依赖于基极电流。所以要有小的串联噪声，就要求基极电流较高。因此就有一个最佳的基极电流，以取得最小总噪声。最佳基极电流等于 1～1000 微安，仍依赖于总输入电容 C[2.118]。

埃默(Emmer)[2.118]研究了双极型晶体管前置放大器的特性，并制造了一种电路，他将2N1279用在通常有自举的栅地-阴地放大器电路中。图2.35是埃默设计的另一种电路[2.119]，在这个电路里发射极跟随器放在栅地-阴地放大器的下面的晶体管前面。输入晶体管的工作点由电位器来调节。若输入电流为50微安，放大器的回路增益为1500，$C_{外}=0$时噪声(FWHM)为25千电子伏(硅)；$C_{外}=50$微微法时噪声为35千电子伏(硅)。图2.35上再加一个$A=25$的电压放大器和一个阻抗变换器，前置放大器就齐全了，因为这些是常用的电路，图2.35上就不画了。斯普利恰尔(Splichal)[2.120]介绍了一种前置放大器，这种前置放大器用2N697来作栅地-阴地放大器和输入级发射极跟随器，而且发射极跟随器和栅地-阴地放大器的下面一个晶体管都与达林顿级相连接。这样使得工作点调节起来更加容易。

乔纳森(Jonasson)[2.121]报道了他用隧道二极管作前置放大器输入元件的实验，这类前置放大器的噪声在$C_{外}=0$时约为12千电子伏(FWHM，硅)。由于它与放大器中使用的负阻性的二端器件很难连接，所以隧道二极管一般不用于电荷灵敏前置放大器。

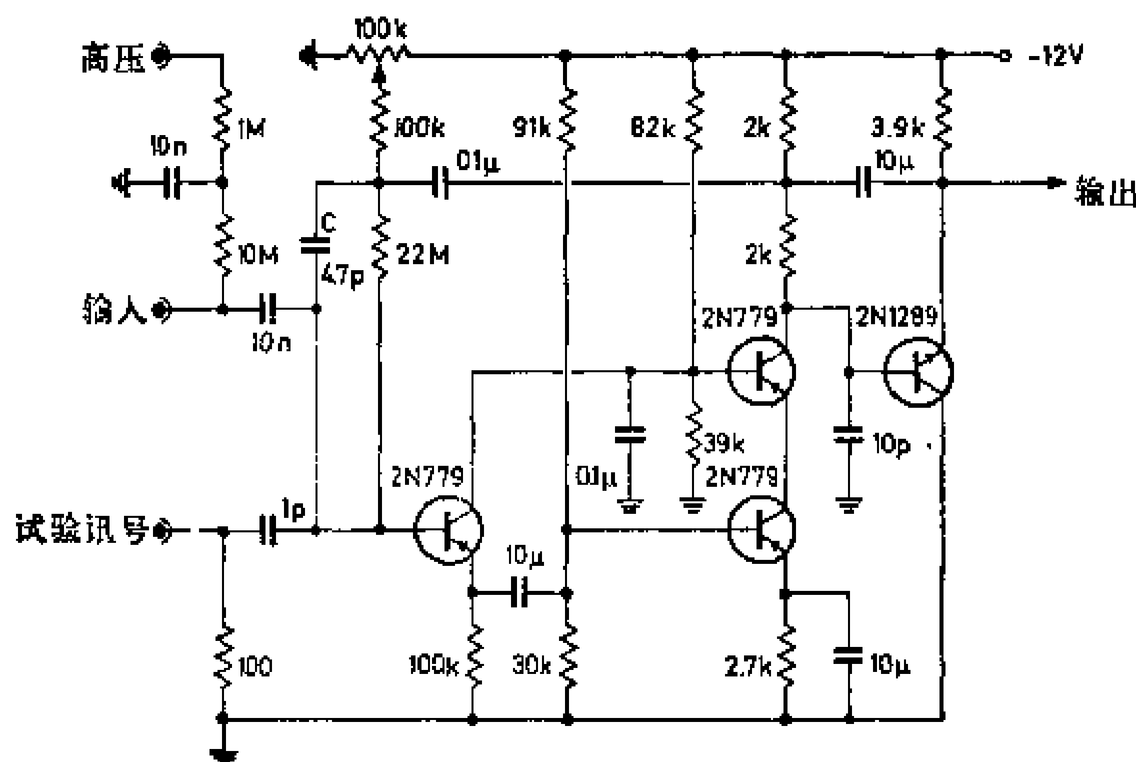


图2.35 埃默设计的晶体管前置放大器

蔡斯等人[2.122,2.123]研究了采用参量二极管的低噪声前置放大器。这种电路非常复杂，并且比起用冷却的 *FET* 做的相当简单的前置放大器来，其噪声也不见得好多少。

拉德卡(Radeka)[2.124]探讨了用 *FET* 做的用于半导体探测器的前置放大器。如图 2.36 所示，这种前置放大器用两只N沟道的场效应晶体管 FSP401 配置成自举负载的栅地-阴地放大器结构。所用 *FET* 的型号要求并不高，2N930，2N2586 或 2N2252 都同样工作得很好。FSP401 的跨导很小（$g_m \approx 0.2$ 毫安/伏），这对于电容量非常小的探测器最为有利。如果总输入电容 $C=4$ 微微法，前置放大器的噪声约为 2 千电子伏(FWHM，硅，室温)。噪声与输入电容之依赖关系在 $\tau_{微分}=\tau_{积分}=1$ 微秒时约为 0.5 千电子伏/微微法。

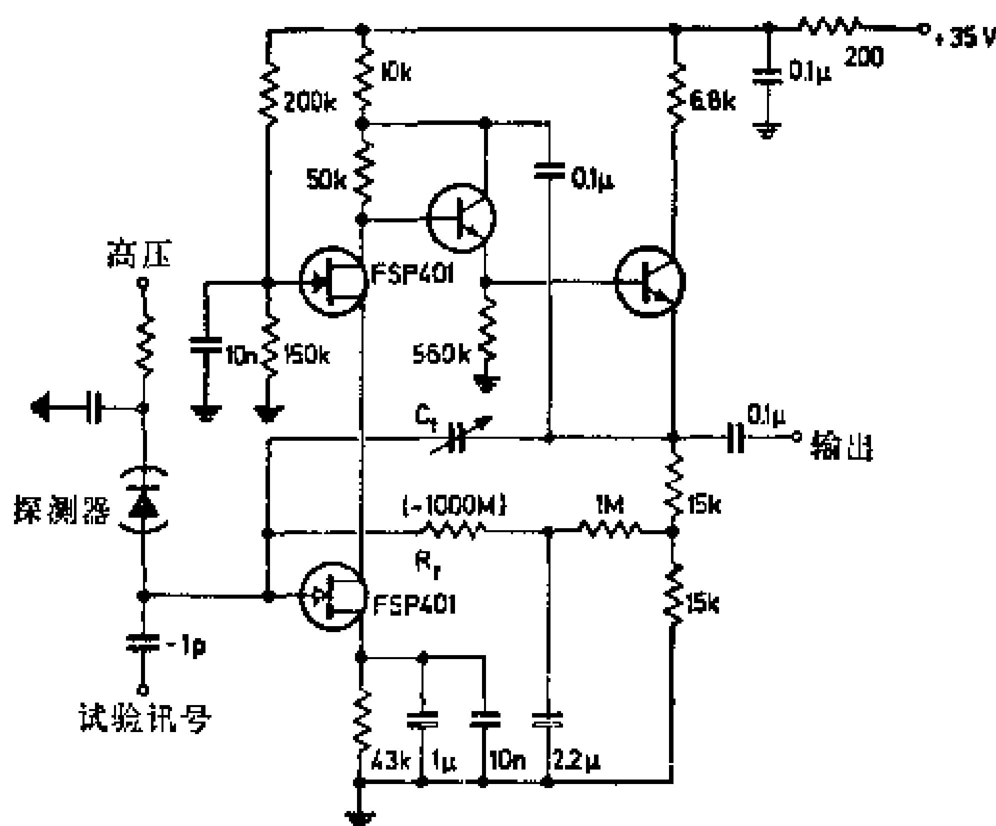


图 2.36　拉德卡设计的用两只 FET 的前置放大器电路

可以用双极型晶体管来代替栅地-阴地放大器上面的 *FET*。但要挑选低噪声类型的管子[2.124]。布莱洛克（Blalock)[2.125]介绍了这样一种电路，其输入元件是一个跨导为 $g_m=1.5$ 毫安/伏的P沟道 *FET* 2N2500，与双极型晶体管 2N835 组成一个栅地-阴地放

大器；其输出级是一个怀特发射极跟随器，它馈送给自举回路。这种前置放大器的噪声在温度约为125°K处有一最小值，在$C\approx25$微微法，$dQ_N/dC=0.08$千电子伏/微微法和$\tau_{微分}=\tau_{积分}=1$微秒的条件下，此最小值等于2千电子伏(FWHM，硅)。许多文章都讨论过用冷却的*FET*做的前置放大器[2.126~2.130,2.241~2.244]。噪声最小值一般在$T=110$°K处[2.131]。当然，只有输入级*FET*需要冷却，并且通常与半导体探测器一起安装在同一个致冷器中。将*FET*与探测器适当紧密地安装，可以减少杂散电容。史密斯(Smith)等人[2.127,2.129]介绍过这种装置的详细结构。

N沟道的*FET*，如象2N3823，2N3819，比起P沟道的*FET*来噪声一般要低一些。用冷却的探测器和*FET*前置放大器，总能量分辨率可达0.7千电子伏[2.128,2.241]，其中只有一部分是因前置放大器的噪声而引起的。若用2N3823，分辨率可达0.5千电子伏[2.243]。若用锗结型*FET*(*JFET*)，分辨率可提高至0.28千电子伏(FWHM，锗)(在$dQ_N/dC=0.018$千电子伏/微微法的条件下)[2.245~2.247]。

史密斯等人[2.127]建议当探测器电容C_d较高时，用几个并联的*FET*作为前置放大器的输入元件。奈巴肯(Nybaken)等人[2.129]介绍的前置放大器采用了混合技术，除输入级*FET*外，其余电路统统都用真空管(小型抗震管)。

大多数前置放大器(包括图2.32，2.35和2.36中的电路)都通过一个小电容(0.5～1微微法)输入一个试验讯号。借助于这个输入，就可以用总电荷恒定而且完全确定的电流脉冲来校准前置放大器。因为试验脉冲的幅度是不变的，相应的输出脉冲幅度的变化就完全由前置放大器噪声所引起，试验讯号的线宽度就直接反映了前置放大器对总能量分辨率的贡献[2.132,2.133]。当然平均噪声电压$\langle V^2_{输出}\rangle$也就可以直接从一个有平方特性的伏特计来测得。

如果要处理计数率很高的脉冲，根据文献[2.134]，最好用共基极接法的双极型晶体管将探测器与电荷灵敏前置放大器隔开(或与积分电容隔开)，(图2.37)。这种电路的样机直至计数率达

5 兆次/秒时还能令人满意地工作；此时(C_d=1微微法，dQ_N/dC=1千电子伏/微微法)，噪声电平为 35 千电子伏(FWHM)。

戈兹沃西[2.248]建议将分路电阻连接在后级的输出上，而不是将它与反馈电容 C_f 并联，用这种办法来减小放大器的积分时间常数。

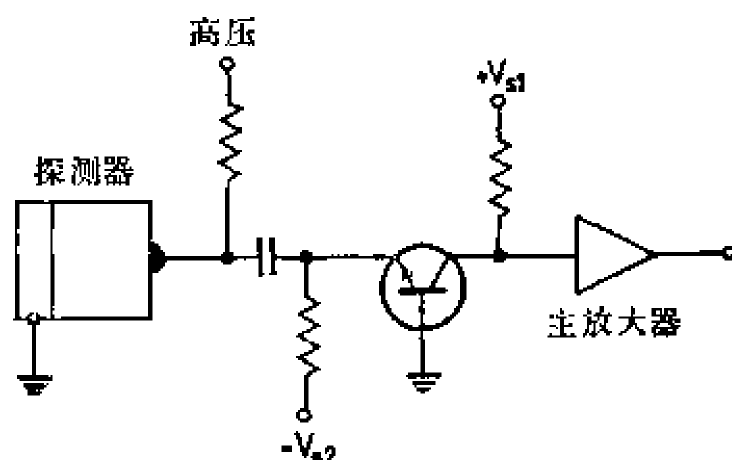


图 2.37　用于极高计数率的半导体探测器输入电路

2.5. 闪烁计数器和契伦科夫计数器

2.5.1. 闪烁计数器的原理

当电离辐射与物质相互作用时，除完全电离外，还有某些原子和分子被激发到较高的能级，因此在退激过程中发射出光来。闪烁计数器的基本原理就是用光电倍增管探测光激活的介质（闪烁体)中发出的光。

关于闪烁计数器，已经发表了大量的专题论文和评论文章[2.003,2.135~2.138]，其中至少伯克斯(Birks)的综合性著作[2.139]应该指名提及。这样在本节讨论一般问题时就不必引用原文了。

图 2.38 概略地画出了闪烁计数器的结构。无机单晶体、有机单晶体、多晶层、发荧光的有机化合物在有机溶剂中和在塑料溶剂中的溶液、荧光玻璃和荧光气体，都可用作闪烁体。不同类型的闪烁体，其荧光机理是不同的。闪烁体吸收每单位能量 ΔE 产生的光子数目一般依赖于粒子种类和粒子能量(请参看文献[2.139]中第六章和第十一章)。荧光光子使光电倍增管的光阴极释放出光

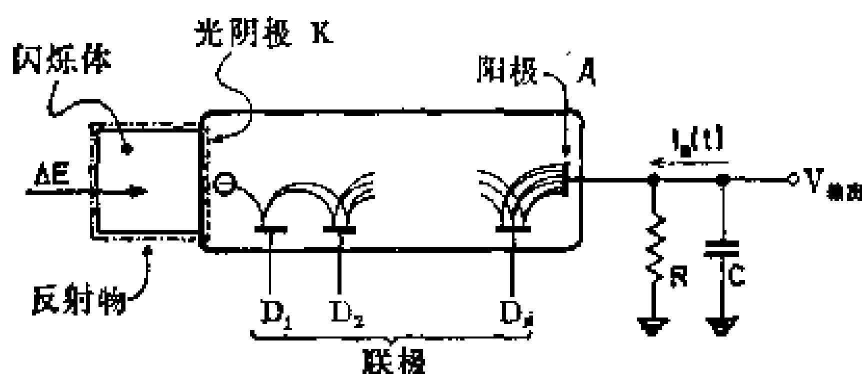


图 2.38　闪烁计数器的工作原理

电子，光电子被第一联极收集，并传送给倍增系统。使用适宜的反射物，并采取措施使闪烁体与光电倍增管入射窗之间保持光学接触良好，可使闪烁体到光阴极之间的光损失减到最小。经过 n 个联极的次级发射，最初的电荷脉冲到达阳极时已被大大地放大。在积分时间常数 RC 比脉冲持续时间大得多的近似条件下，输出电压脉冲幅度 V_0 为：

$$V_0=\frac{\bar{A}}{C}e\alpha\Delta Ep_{最大}\int_0^\infty\sigma(\lambda)\pi(\lambda)d\lambda=\frac{\bar{A}}{C}e\bar{N}. \tag{2.42}$$

各个符号的意义如下：e＝电子电荷；α＝闪烁体的总光子产额，以每单位能量 ΔE 的光子数表示；$\sigma(\lambda)$＝闪烁体的发射光谱；$\alpha\cdot\sigma(\lambda)$ 的量纲为每单位波长间隔的光子数，$\sigma(\lambda)$ 是归一化了的，即 $\int_0^\infty\sigma(\lambda)d\lambda=1$；$P_{最大}\cdot\pi(\lambda)$ 为闪烁体所发射的每个光子能够从光阴极释出一个电子（此电子应能到达倍增系统）的几率，这个几率在 $\lambda=\lambda_{最大}$ 时有一个最大值 $P_{最大}$，这样 $\pi(\lambda_{最大})=1$；$\bar{A}$＝光电倍增管平均增益。

$P_{最大}\cdot\pi(\lambda)$ 主要由倍增管光阴极的量子效率和它的光谱灵敏度所决定。它把闪烁体与光阴极之间的光损失、反射物的反射率与光波长的可能的依赖关系以及从光阴极到第一联极的收集效率都考虑在内。(2.42)式中的积分表示与闪烁体-光电倍增管系统相匹配的光谱响应。

发射光谱 $\sigma(\lambda)$还常常依赖于粒子的种类[2.140]。假如在闪烁体和光阴极之间设置一个波长滤波器，就可用来甄别不同的粒子[2.141]。在同类闪烁体中，$\sigma(\lambda)$的形状近似地保持不变。发射光的平均波长 $\bar{\lambda}$ 的精细结构已足以表征该闪烁体的特性。同样，只用一个参量常常已足够说明 $\sigma(\lambda)$。在此情况下，可以用这一个参量和 $\bar{\lambda}$ 的简单函数来表示(2.42)式重叠积分(参看文献[2.142]中关于闪烁液体部分)。

在(2.42)式的右边，相应的量被概括在 $\bar{N}$ 里，$\bar{N}$ 是能够到达倍增系统的电子数目。由于能量的多次转换过程，在闪烁计数器中，形成一个光阴极电子所需的能量 $W=\Delta E/\bar{N}$ 是相当高的[类似于(2.1)式和(2.25)式]。在 NaI(Tl)中，对于 γ 量子，W 可达 300～1000 电子伏；在有机闪烁体中，相应的 W 为它的 3 倍；在玻璃闪烁体中为它的 20 倍。

倍增系统增益 $\bar{A}$ 等于各个联极的二次发射因子 δ_i 的乘积。δ_i 的实际值也考虑到了因次级电子收集不完全而造成的损失。假如所有 δ_i 都一样，

$$\bar{A}=\bar{\delta}^n, \tag{2.43}$$

这里 n 是联极的数目。因为 $\bar{\delta}$ 与联极电压有近似线性的关系，增益 $\bar{A}$ 正比于光电倍增管总电压 V_s 的高次方，因此 V_s 就必须特别稳定(参看 2.5.5 节)。除此之外，增益 $\bar{A}$ 在某种程度上还依赖于外界磁场。$\bar{A}$ 的典型值为 10^6～10^8。

除了常用的由闪烁体和光电倍增管组成的闪烁计数器外，任何其他的光敏元件(如半导体光电池)都可用来探测闪烁体所发出的光脉冲[2.249,2.250]。

2.5.2. 脉冲形状

闪烁体的原子或分子在 $t=0$ 时刻被初始事件所激发，它有一定的寿命，因此发射光强度 L 将随时间指数地减少：

$$L(t)=L_0 e^{-\frac{t}{\tau_{\text{发光}}}} H(t)^{1)} \tag{2.44}$$

---

1) $H(t)$表示海氏(Heaviside)阶跃函数(参看附录 8.1)：$H(t)=\begin{cases}1(\text{当 } t>0 \text{ 时})\\0(\text{当 } t<0 \text{ 时})\end{cases}$

$\tau_{荧光}$ 为闪烁体的荧光衰落时间。因为从光子碰撞光阴极到光阴极释出光电子，其间没有时间上的延迟，所以光阴极发射电子的速率与时间的依赖关系与(2.44)式一样，

$$\frac{d\bar{N}}{dt}=\frac{\bar{N}}{\tau_{荧光}}\cdot e^{-\frac{t}{\tau_{荧光}}}H(t). \qquad (2.45)$$

严格说来，$(1/\tau_{荧光})\cdot e^{-t/\tau_{荧光}}\cdot dt$ 表示在时间间隔$(t;t+dt)$内发射一个光电子的几率，所以(2.45)式只是代表平均发射率，它的相对统计偏差随着每次初始事件所释放的电子总数 $\bar{N}$ 的减少而增加。因此，脉冲的第一个电子比初始事件发生的瞬刻要推迟一段时间，这段时间按统计方式变化。这种情况在某些应用中(例如在符合装置中)必须考虑到[2.143,2.144]。

由于在倍增系统中各个次级电子的飞行时间有差别，即使只发射一个光阴极电子，也会造成一片有一定空间展宽的次级电子云，因而所得阳极脉冲 $i_a(t)$具有一定的持续时间。当然，$i_a(t)$比初始事件延迟了一段时间，此时间等于光电子从阴极到阳极的总传播时间，对于给定的工作条件，延迟的时间是固定的，在此不必考虑。单个电子脉冲 $i_a(t)$的形状无疑依赖于联极的实际几何形状，但按刘易斯等人[2.145]的意见，可用高斯分布的形式来表示：

$$i_a(t)=\frac{\bar{A}e}{t_P\sqrt{\pi}}\cdot e^{-\left(\frac{t}{t_P}\right)^2}, \qquad (2.46)$$

其误差很小。常数 t_P 表示电子传播时间的变化。当然 $i_a(t)$ 要归一化：$\int_{-\infty}^{+\infty} i_a(t)dt=\bar{A}e$。坦纳塞斯科(Tanasescu)[2.146] 还提出另一种近似式(调和近似式)。

光阴极释出几个光电子所造成的阳极电流脉冲 $I_a(t)$ 是由几个单电子脉冲 $i_a(t-t_i)$叠加而成，这些单电子脉冲在时间上分别与各个发射的瞬时 t_i 相对应。假如光阴极电子总数 $\bar{N}$ 很大，$I_a(t)$由(2.45)和(2.46)式结合而成：

$$I_a(t)=\frac{\bar{A}e\bar{N}}{\tau_{荧光}t_P}\cdot\frac{1}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\left(\frac{t-t'}{t_p}\right)^2}\cdot e^{-\frac{t'}{\tau_{荧光}}}\cdot H(t')dt'. \quad (2.47)$$

(2.47)式很容易变换为高斯误差函数[2.145]来进行计算。图 2.39

和图 2.40 画出了阳极电流 $I_a(t)$ 与 $t/\tau_{荧光}$ 和 t/t_p 的函数关系。此外，精确地说，(2.47)式只具有几率分布的意义，而且仅当 $\bar{N}\to\infty$ 时才能正确应用。

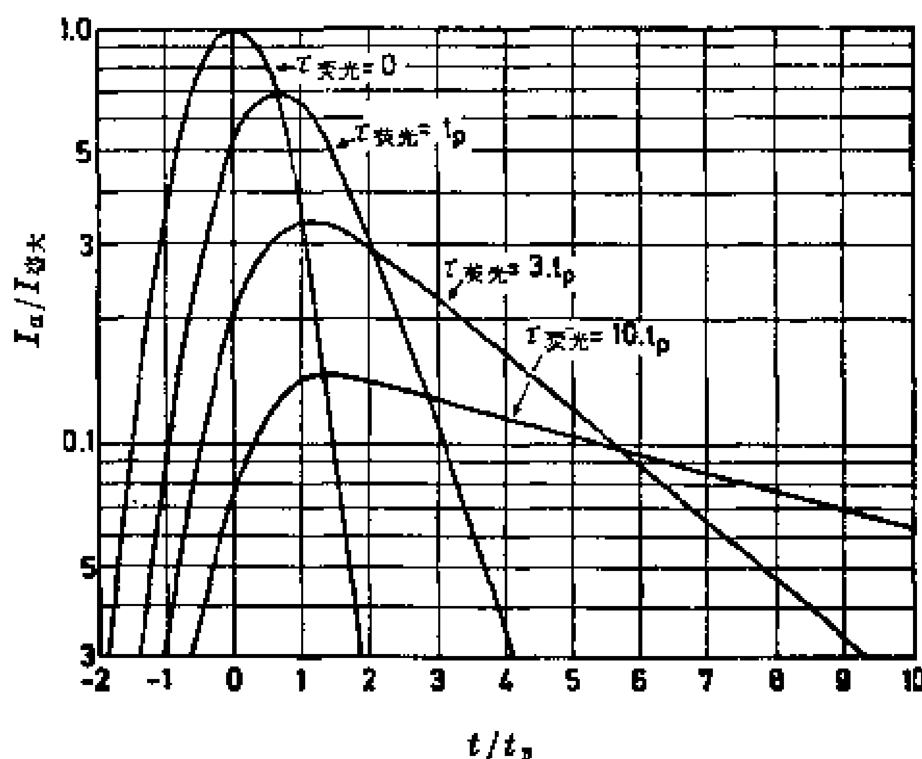


图 2.39　光电倍增管阳极电流 I_a 与 t/t_p 的函数关系

在测量各种闪烁体的荧光衰落时间 $\tau_{荧光}$ 的过程中，得到与图 2.39 类似的曲线。$\tau_{荧光}=0$ 时的曲线相应于所用光电倍增管系统的分辨率。用一个持续时间为 $t_1(t_1\ll t_p)$ 的极短光脉冲去照射光阴极，可以测得光电倍增管的分辨率。快的光电倍增管，$t_p\approx1$ 毫微秒。许多文章介绍过 $t_1\lesssim1$ 毫微秒的光脉冲产生器[2.147~2.151,2.251~2.253]。然而持续时间只有几微微秒的最短光脉冲大概要靠相位锁定气体激光器来产生了[2.152~2.155]。激光器所产生的脉冲往往位于近红外区，必须借助于非线性光学仪器[2.156]把它转换到光电倍增管光谱响应最高的波长区域。

马西(Mathe)[2.254]发明了一种仿真闪烁脉冲的技术，他用一个恒定的微弱光源去照射光电倍增管的光阴极，并用一个快的指数衰减脉冲去控制其栅极。

假如与 $\tau_{荧光}=0$ 相应的 $I_a(t)$ 是已知的，则对于任何实验曲线 $I_a(t)$，其相应的 $\tau_{荧光}$ 值很容易估算出来。为此目的可以使用牛顿(Newton)等人的分析[2.157~2.159]。虽然这种分析是指导其他实验情况的（延迟符合测量），但也可用于上述情况。

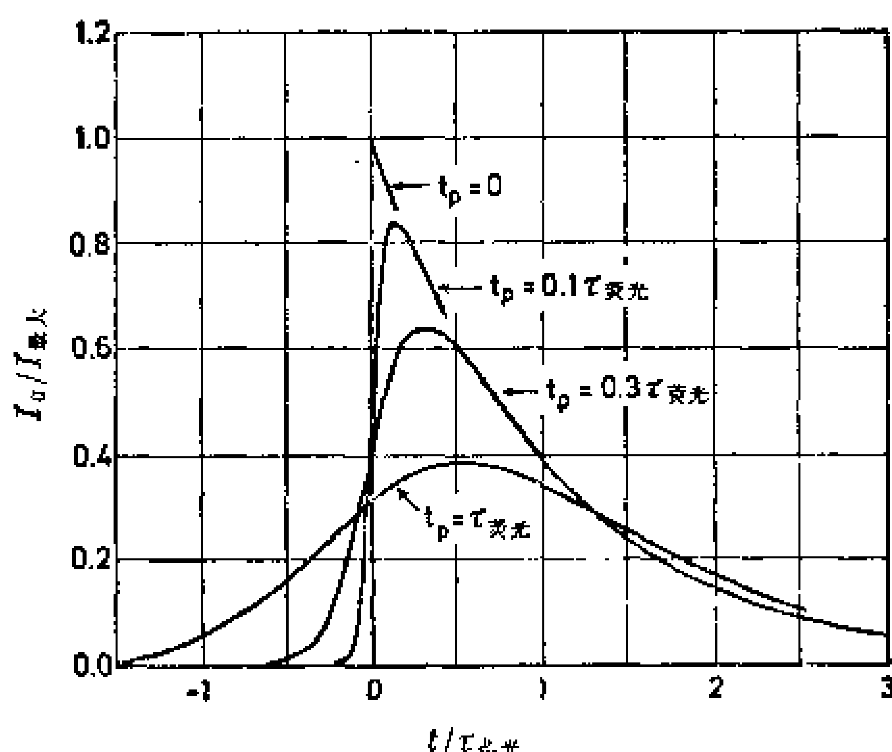


图 2.40　光电倍增管阳极电流 I_a 与 $t/\tau_{荧光}$ 的函数关系

许多文章报道过荧光衰落时间的测量（除一般文献[2.135~2.139]外，请参看最近的评论文章[2.160~2.162]。无机闪烁体的衰落时间一般比有机闪烁体为慢。例如在 γ 量子激发下，NaI(Tl) 的 $\tau_{荧光}=0.25$ 微秒；CsI(Tl) 的 $\tau_{荧光}=1$ 微秒；而蒽晶体的 $\tau_{荧光}=30$ 毫微秒；闪烁液体的 $\tau_{荧光}$ 在 1～5 毫微秒之间。然而，用 $L(t)$(2.44)来简单地描述荧光衰落显然是不够的，因为除了占主要地位的快荧光成分外，大多数闪烁体还有慢成分。所以 $L(t)$ 必须用两个或多个具有不同时间常数的指数项之和来表示。各个成分的相对大小一般与激发粒子的种类有关。例如在图 2.41 中 $I_a(t)$ 是一个芪闪烁计数器分别在 α 粒子、质子和 γ 量子激发下的电流脉冲形状[2.238]。利用脉冲形状的差别，借助于一个脉冲形状甄别器（第 4.3 节）就可以鉴别不同种类的粒子。

阳极电流 $I_a(t)$ (2.47)在光电倍增管输出端的 RC 网络被积分(图 2.38)，以获得一个幅度正比于 ΔE 的电压脉冲。依赖于时间常数 $\tau=RC$，有总数为 $\bar{N}$ 个左右的光阴极电子被释放出来，直至其脉冲电压到达最大值(2.45)。为了得到小的脉冲幅度的统计偏差，必须使 $\tau\gg\tau_{荧光}$，因而 $\tau\gg t_P$。在 t_P 可以忽略的情况下（即 $t_P=0$），(2.46)式的 $i_a(t)$ 变成一个 δ 函数，$I_a(t)$ 保持纯指数形式，图 2.38 上的输出电压 $V_{输出}(t)$ 为：

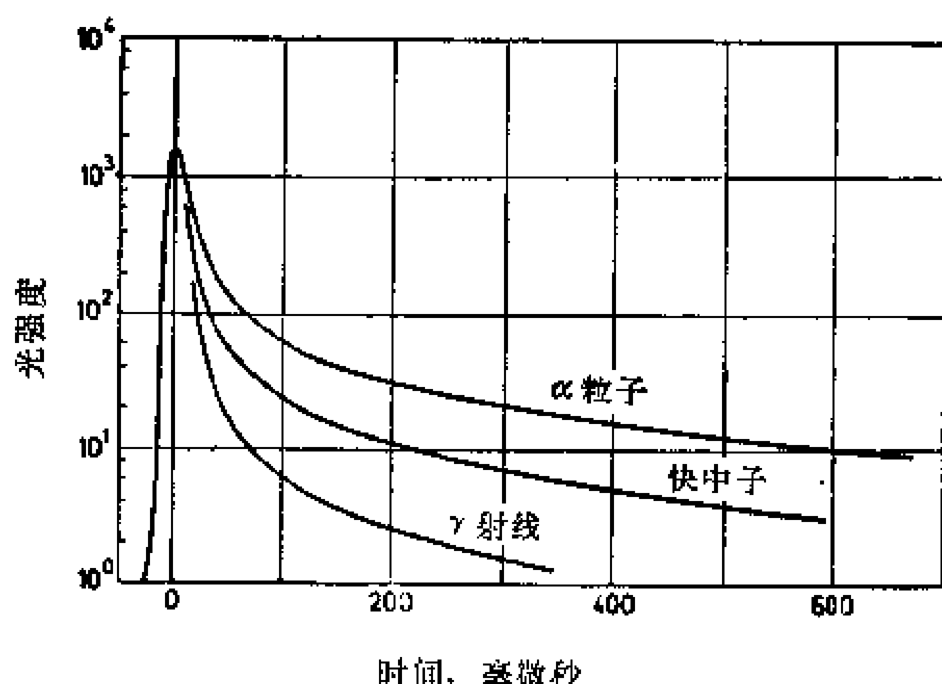


图 2.41 在α粒子、质子和γ量子激发下，茋闪烁计数器的电流脉冲形状

$$V_{输出}(t)=-V_0\cdot\frac{\tau}{\tau_{荧光}-\tau}\left(e^{-\frac{t}{\tau_{荧光}}}-e^{-\frac{t}{\tau}}\right)H(t), \qquad (2.48)$$

式中，从(2.42)式得 $V_0=\frac{\bar{A}e\bar{N}}{C}$。图 2.42 上画出了对不同 $t/\tau_{荧光}$比的脉冲形状 $V_{输出}(t)/V_0$[2.163]。显然必须选择 $\tau>\tau_{荧光}$，最好是选择 $\tau>10\cdot\tau_{荧光}$，以免脉冲幅度损失和对讯号有贡献的光阴极电子

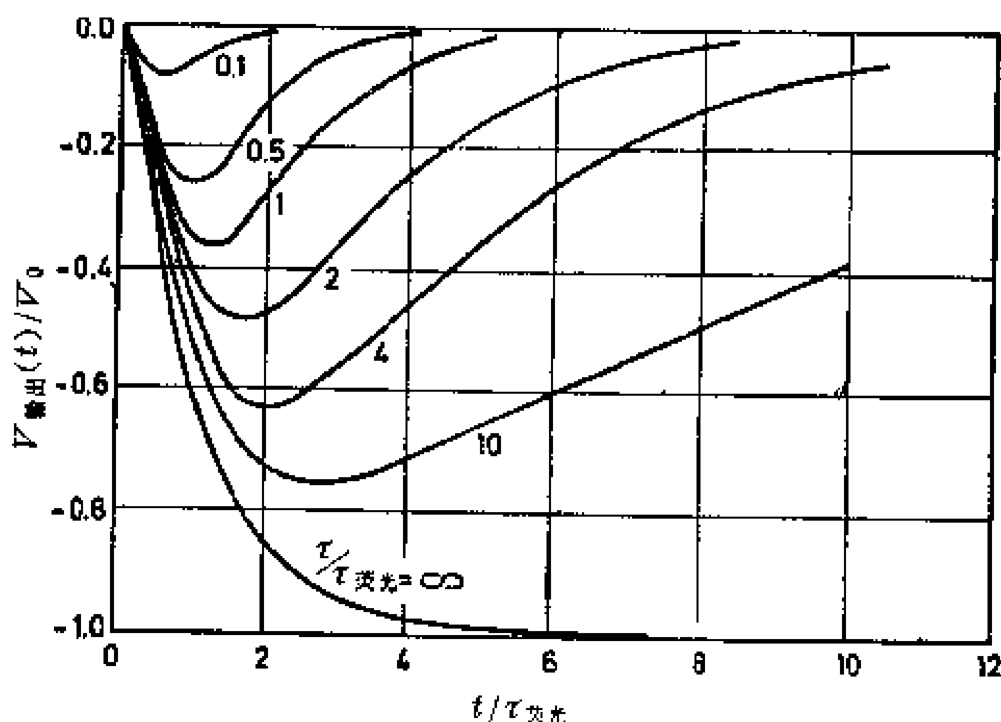


图 2.42 对于各种 $\tau/\tau_{荧光}$ 的值，光电倍增管积分电压输出脉冲

数目减少。如果后来在放大器中有与 τ 不同的微分时间常数，限制了脉冲宽度，这个条件相应地保持有效。对于慢闪烁体，如象 NaI(Tl)，$\tau_{荧光}=0.25$ 微秒，适当的组合是采用 $\tau\approx100$ 微秒，并把脉冲宽度限制在 1 微秒(如在主放大器中采用延迟线微分器)。

2.5.3. 光电倍增管统计学和脉冲幅度

对于无限长的或足够长的时间常数 τ，电压脉冲幅度由(2.48)式 $V_0=\bar{A}e\bar{N}/C$ 决定。与正比计数器一样，其偏差 σ_V 除依赖于光阴极电子数目 N 的统计偏差 σ_N(2.42)外，还依赖于倍增管增益的偏差 σ_A。假如参与光阴极电子释放的所有过程都具有正态分布，与(2.12)式相似，可以推导得关系式：

$$\left(\frac{\sigma_V}{V_0}\right)^2=\left(\frac{\sigma_N}{\bar{N}}\right)^2+\frac{1}{\bar{N}}\left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}}\right)^2. \tag{2.49}$$

因为 $\sigma_N=\sqrt{\bar{N}}$，(2.49)式简化为：

$$\left(\frac{\sigma_V}{V_0}\right)^2=\frac{1}{\bar{N}}\left[1+\left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}}\right)^2\right]. \tag{2.50}$$

(更详细可参看文献[2.139]第 148 页和文献[2.164])。如果不能假定 $\tau\gg\tau_{荧光}$，则代替(2.50)式中 $\bar{N}$ 的是实际上影响脉冲幅度的光电子数目，它只是光阴极电子总数的一部分。

假如所有联极的次级发射因子 δ 都一样，则倍增管增益的偏差 $(\sigma_A/\bar{A})^2$ 可从下式计算得：

$$\left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}}\right)^2=\frac{1}{\bar{\delta}-1}, \tag{2.51}$$

假如除第一联极外，所有联极的次级发射因子都是 $\bar{\delta}$，而第一联极级的平均增益为 δ_1，则偏差可从下式计算得：

$$\left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}}\right)^2=\frac{\bar{\delta}}{\bar{\delta}_1}\cdot\frac{1}{\bar{\delta}-1}, \tag{2.52}$$

在(2.51)式和(2.52)式中假定了 δ 为泊松分布。

这个假定虽与实际情况粗略近似，但甚有用。普雷斯科特[2.033,2.034]曾研究过在比较少的限制条件下，倍增系统对总的统计偏差 σ_V 的贡献[2.032]。

利用(2.51)或(2.52)式，可把(2.50)式写成：

$$\left(\frac{\sigma_V}{V_0}\right)^2=\frac{1}{N}\cdot\frac{\bar{\delta}}{\bar{\delta}-1}$$

或

$$\left(\frac{\sigma_V}{V_0}\right)^2=\frac{1}{N}\left(1+\frac{\bar{\delta}}{\bar{\delta}_1(\bar{\delta}-1)}\right). \tag{2.53}$$

分辨率(FWHM)等于 $2.35\times\frac{\sigma_V}{V_0}$。从(2.53)式很容易看出，假如最佳可能的分辨率 $1/\sqrt{N}$ 不因倍增管的统计性而变得更差，$\bar{\delta}$ 特别是 $\bar{\delta}_1$ 应当很高，也就是光电倍增管的工作电压应当很高。

在实际计数中，闪烁计数器的能量分辨率一般要比(2.53)式低。造成这个情况的原因是以下效应：闪烁体的光子产额依赖于光发射的原点位置；辐射能可通过不同的方式消耗在闪烁体中，例如一个 γ 量子可以产生一次光电效应，也可以产生几个渐次的康普顿效应。前一种情况产生一个高能电子，后一种情况则将同样的能量分配给几个低能电子。由于光产额依赖于能量，这两种情况所产生的光的总量是不同的；还有，闪烁体吸收 β 射线时形成的 δ 射线，也会造成脉冲幅度的偏差；更进一步，光耦合的损失和光阴极灵敏度的不均匀性也会引起一定的偏差。关于能量分辨率的实验数据可以参考文献[2.138, 2.139]。

埃伯哈特(Eberhardt)[2.235]直接测量了电子倍增过程中发生的放大倍数的统计起伏。

2.5.4. 热噪声

即使没有外界光源，光电倍增管的阳极也流过一个暗电流 $\bar{I}_{ao}$。$\bar{I}_{ao}$ 的实际大小因具体的管子不同而不同，其典型值为0.1微安。一个明显的假定是认为 $\bar{I}_{ao}$ 是由光阴极上每秒热发射的电子 $\bar{n}_0$ 所形成的。阴极暗电流 $\bar{I}_{ko}=\bar{n}_0\cdot e$ 显示出统计偏差为 $\frac{d\langle I_{ko}^2\rangle}{df}=2e\bar{I}_{ko}$(8.205)。

把 $\bar{I}_{ao}=A\cdot\bar{I}_{ko}$ 代入，即得：

$$\frac{d\langle I_{ao}^2\rangle}{df}=2e\bar{I}_{ao}A\frac{\bar{\delta}}{\bar{\delta}-1}. \tag{2.54}$$

有 δ 的一项表示因倍增管的统计性而造成的噪声放大。根据(8.214)式和(8.207)式，对于用时间常数 τ 相同的一个积分器和一个微分器成形的脉冲，其等效噪声电荷 Q_N 为：

$$Q_N=\sqrt{2\tau\frac{1}{e}\frac{\bar{I}_{ao}}{\bar{A}}\frac{\delta}{\delta-1}}. \tag{2.55}$$

这里 Q_N 用光阴极电子数表示，而且必须与 $\bar{N}$ 相当。例如，若暗电流 $\bar{I}_{ao}=0.1$ 微安，$\bar{A}=10^6$，$\tau=1$ 微秒和 $\delta=3$，结果便得 $Q_N=1.4$ 个光阴极电子。

因为我们作了两次大为简化的假定，近似计算到这里就不正确了。除了从光阴极热发射出单个电子外，形成阳极暗电流的还有其他因素，故 $\bar{I}_{ko}<\frac{\bar{I}_{ao}}{\bar{A}}$。所以从(2.55)式计算 Q_N 时，$\bar{I}_{ao}/\bar{A}$ 一项必须用小得多的 $\bar{I}_{ko}$ 来代替(得到的 Q_N 也较低)。产生阳极暗电流的其他因素可以是联极热发射，电场发射，光电倍增管玻璃外壳的闪烁光(例如电致发光，玻璃中 K^{40} 的含量)，从阳极到阴极的光反馈或离子反馈，绝缘电流及其他等等。另一方面，在推导(2.54)式时曾假定泊松分布是成立的，这是不正确的，至少对 δ 来说是不正确的，这使 Q_N 偏高了一些。

尽管如此，就象(2.55)式中所看到的那样，比起脉冲幅度分辨率的统计展宽(2.53)来，光电倍增管的噪声通常可以忽略。

因此，由光阴极热发射所造成的唯一不利之处是使甄别器调节位置上的本底增加了相当于 1～10 个光阴极电子或更少。倍增管增益 A 的变化造成某些单个电子脉冲的非正比性放大，这就使得它们的脉冲幅度成了多电子脉冲的平均幅度了。热噪声本底的脉冲幅度谱就与倍增管增益 A 的分布谱相符。这个谱通常具有指数形式，从幅度的最小处向较高处单调地减少。但有些人报道说在脉冲幅度相当于单个电子脉冲的平均幅度处，有一个平坦的极大值[2.(34]。对于约比 10 个等效电子还多的脉冲幅度，由于噪声的多电子成分，能谱形状变得平坦了，其真正的原因现在还不知道[2.165]。

有几种类型的光电倍增管，已经发展到使热噪声大为降低的水平(如 EMI 的 S 型，RCA 8575 以及其他许多型号)，它们的热噪声发射率约为每平方厘米光阴极面积上每秒发出 10 个电子。降低噪声的常用办法是冷却光电倍增管[2.166~2.168, 2.171]，或借助于符合电路用两只光电倍增管同时观察一块闪烁体[2.169]，或此两种办法相结合。第二种办法广泛应用于液体闪烁计数器[2.170]。

从电子学的观点看，由于光电倍增管噪声和讯号的脉冲形状不一样，可以把它们甄别开来，这是很有意思的工作。关于脉冲形状甄别的一般问题由第 4.3 节论述，这里只讨论那些与闪烁计数器直接有关的问题。除了非常稀少的多电子成分外，噪声脉冲是不成比例地被放大的单电子脉冲。我们讨论的仅是两个或更多个电子的讯号脉冲(单个电子讯号脉冲无论如何也不能与噪声区别开来)，这个讯号脉冲用光阴极在某个时间间隔内发出几个电子的相关发射来表征，这段时间间隔近似地对应于闪烁体的荧光衰落时间 $\tau_{荧光}$。其甄别原理如下：光电倍增管输出脉冲以时间常数 $\tau_{微分} \ll \tau_{荧光}$ 被微分，这样就把各个单电子脉冲分立开来。第一个单电子脉冲去打开一个时间例如为 $3\tau_{荧光}$ 的门，而不产生计数脉冲，其余相当于第二、第三……个光阴极电子的电荷就能够通过这个打开的门，在讯号噪声甄别器的输出端形成一个脉冲。用这种方法仅仅损失掉在 $3\tau_{荧光}$ 时间内的只不过包含一个电子的讯号脉冲，但另一方面所有的噪声脉冲都去除了(除非在 $3\tau_{荧光}$ 内偶然符合的噪声)。斯旺克(Swank)[2.172] 讨论过讯号噪声的甄别问题。福特(Forte)等人[2.173] 介绍过这种类型的用于慢无机闪烁体 ZnS(Ag)($\tau_{荧光}=5$ 微秒)的实用电路。

假如 $\tau_{荧光}$ 不太长，又假如讯号脉冲由比 2～3 个多得多的电子所组成，福特等人的装置使用起来就有困难了。在这种情况下，讯号脉冲与噪声之不同仅在于平均上升时间较长：单电子脉冲的上升时间完全由光电倍增管的 t_p (2.46)所决定，但是多电子讯号脉冲的上升时间是由 t_p 和闪烁体的衰落时间 $\tau_{荧光}$ 两者决定。相应地，经两次微分的讯号脉冲的过零点比单电子噪声脉冲迟。兰迪斯(Landis)等人[2.174, 2.175] 利用这一效应设计了一种用于 NaI(Tl)闪烁计数器的噪声抑制电路。光电倍增管的输出脉冲分为两道：在快道里确定“零”时刻点。经两次微分的慢道脉冲的过零点比起“零”时刻点来延迟了一段时间，对于讯号脉冲，延迟了约 300 毫微秒；对于噪声脉冲，实际上没有延迟。延迟时间可用符合电路来测量，当讯号事件进来了，符合电路就去启动一个线性门电路。这样线性门就只输出讯号脉冲。图 2.43 说明了在

脉冲幅度谱的低能部分噪声抑制电路的作用。

戴默尔(Damerell)[2.170] 提出了一种更为灵活的消除噪声的电路。其原理可从图 2.44 上看到。最后一个联极 D_n 的电流脉冲被 C_1 积分，又被 $R_1C_1<\tau_{荧光}$ 所微分，因此脉冲幅度正比于第一个单电子次脉冲的幅度。阳极

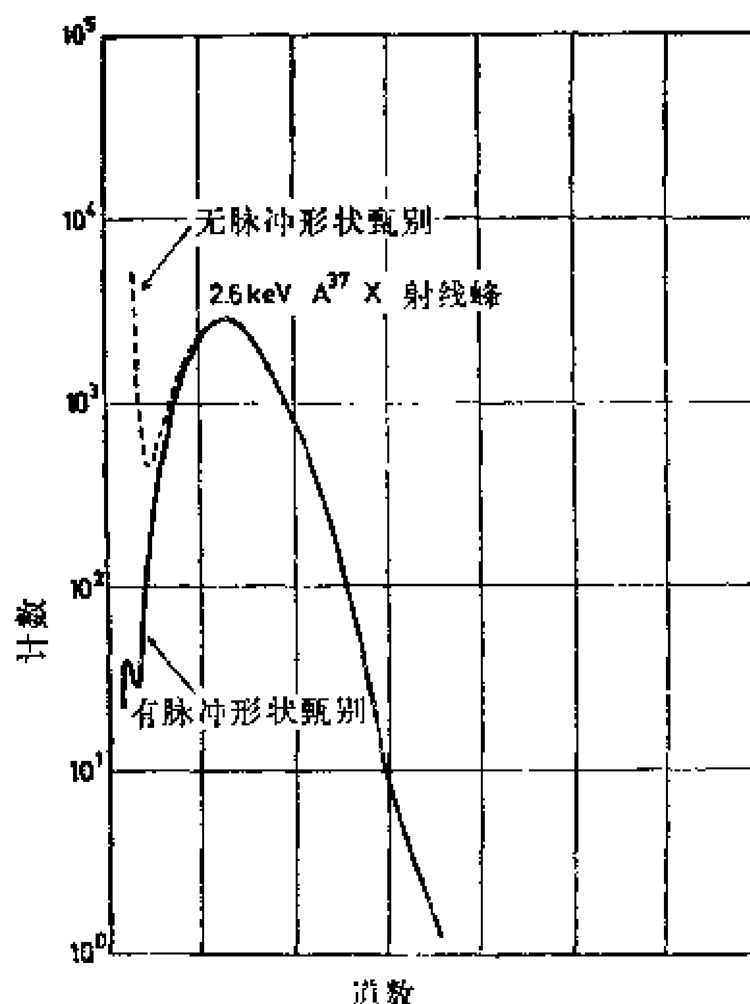


图 2.43 在脉冲幅度分布谱的低能部分光电倍增管噪声抑制的效果

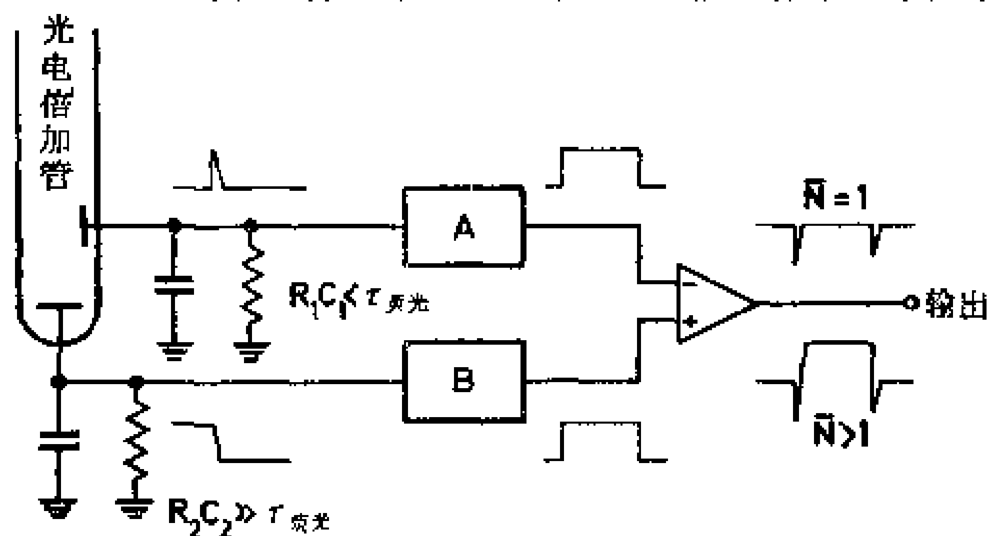


图 2.44 噪声抑制电路的原理

A——脉冲展宽器和放大器；*B*——用延迟线削波和另加讯号延迟的反相放大器。

电路的微分时间常数是 $R_2C_2 \gg \tau_{荧光}$，所造成的脉冲幅度正比于电流脉冲的总电荷。阳极脉冲和联级脉冲被展宽后，其持续时间就一样了，精确地调节联极电路的放大器的增益，以使联极脉冲和阳极脉冲在单电子脉冲情况下有相同的幅度。对于多电子脉冲，显然阳极脉冲的幅度较高。所以差分放大器只输出讯号脉冲。很容易看到，虽然脉冲幅度是 $N-1$ 的函数（而不是 N 的函数），差分放大器输出的脉冲幅度谱仍然保持形状不变。

图 2.44 的电路（戴默尔介绍的电路）对于 $\tau_{荧光} \geqslant 200$ 毫微秒的闪烁体工作得很满意。假如讯号脉冲和噪声脉冲的上升时间显著不同的话，显然光电倍增管应快于闪烁体，即 $t_p < \tau_{荧光}$。因为近年来，已经发展生产了很快的管子[2.177,2.178,2.236]，也有可能将戴默尔的原理应用于 $\tau_{荧光} \approx 1$ 毫微秒的液体闪烁计数器，以甄别掉其中的噪声。

薛瓦利埃（Chevalier）[2.251] 设计了一种新型的光电倍增管，解决了噪声抑制问题，在这种管子里，光阴极电子首先被 50 千伏的电压所加速，然后直接引至一个高分辨率的半导体探测器。因此单纯的电子脉冲就容易分辨出来。

2.5.5. 用于闪烁计数器的讯号电路

在闪烁计数器中，讯号脉冲幅度比起一般前置放大器的噪声电平来往往是很高的。所以前置放大器就不需要是低噪声型的，而且它往往只起一个作用，就是使光电倍增管的输出阻抗与所连接的屏蔽同轴电缆的特性阻抗相匹配。图 2.45 上画出了光电倍增管输出端的情况，某些地方画得比较详细。联极电压是通过一连串电阻来供给的（参看 2.5.6 节）。假如阴极接地，大约 1 千伏全部高压加在阳极上，前置放大器必须通过一个高压耦合电容 C_1 与之连接。C_a 和 C_b 分别表示光电倍增管输出端和前置放大器输入端的寄生电容，而且 $C_p = C_a + C_b$ 表示总的寄生电容。大多数情况 $C_a \approx C_b \approx 10$ 微微法。假如阳极电路接地，负高压 $-V_s$ 加于阴极上，就不再需要专门的高压电容 C_1。R_a 代表阳极电阻，R_b 是前置放大器输入阻抗。

如果 R_a, R_b 接近于无穷大，电压 $\hat{V}_{输出}$ 变为:

$$\hat{V}_{输出}=-\frac{1}{p(C_a+C_b)}\cdot\hat{I}_a\frac{C_1}{C_1+C_aC_b/(C_a+C_b)}$$

$$\approx-\frac{1}{pC_p}\cdot\hat{I}_a\frac{C_1}{C_1+C_p/4},\tag{2.56}$$

这里假定 $C_a\approx C_b\approx C_p/2$。如果要防止脉冲幅度损失，耦合电容 C_1 就必须满足 $C_1\gg C_p/4$。在计算时间常数 τ（图 2.38 中的 RC）时，若满足 $C_1\gg C_p/4$，C_1 仍可忽略，τ 就变成：

$$\tau=(R_a\,/\!/\,R_b)(C_a+C_b).\tag{2.57}$$

最好使 $R_a\approx R_b$。

因为存在 $\tau\gg\tau_{荧光}$ 的条件，(2.48) 式简化为：

$$V_{输出}(t)=-\frac{\bar{A}e\bar{N}}{C_p}e^{-\frac{t}{\tau}}\cdot\quad H(t)=-V_0\cdot e^{-\frac{t}{\tau}}\cdot H(t).\tag{2.58}$$

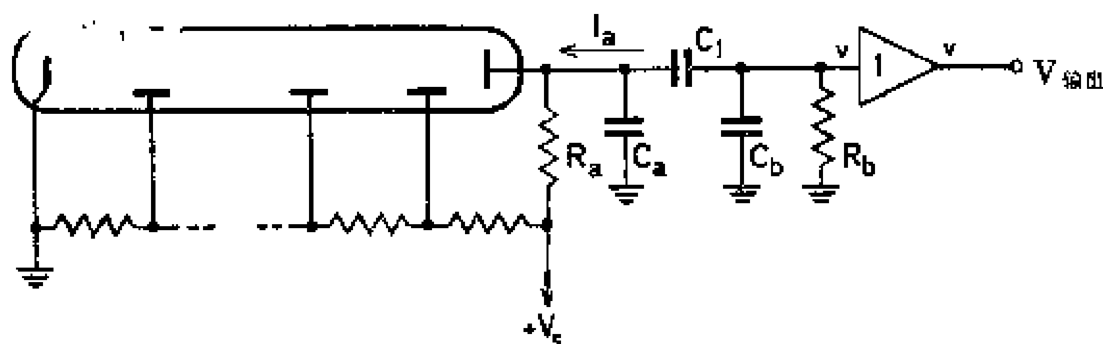


图 2.45　光电倍增管的讯号输出

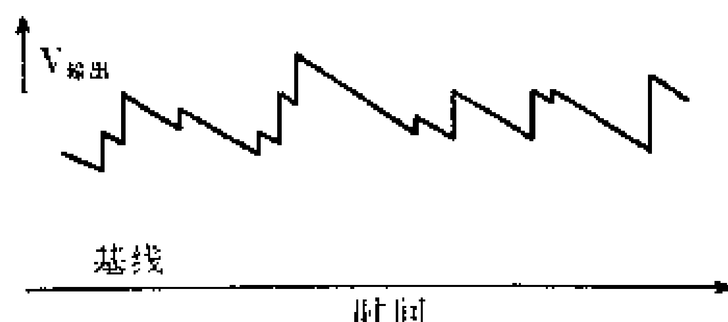


图 2.46　在光电倍增管输出端的堆积电压

假如 τ 较大，而且在主放大器完成脉冲成形，许多脉冲就要叠加起来，造成图 2.46 那样的大家熟知的堆积图。如第 3.1.4 节将要讲到的，利用(2.58)式的计算，输出电压偏离零值的均方根偏差为：

$$\sqrt{\langle V_{输出}{}^2\rangle}=V_0\sqrt{\frac{1}{2}r\tau}\tag{2.59}$$

此处 r 是平均脉冲计数率。在(2.59)式中，假定所有脉冲的幅度 V_0 都是一样的。如果 $r=20$次/秒，$\tau=100$微秒，$\Delta E=1$兆电子伏，$W=1000$ 电子伏/电子，$\bar{A}=10^6$ 和 $C_p=16$ 微微法，则电压 $V_0=10$ 伏，而且$\sqrt{\langle V^2_{输出}\rangle}=10$伏。所以前置放大器的线性范围必须足够大(在上述条件下约为 10 伏)。真空管前置放大器的线性范围通常大于 50 伏。如果用晶体管前置放大器，可利用的线性范围大约只有 10 伏，就得减少光电倍增管的增益，使其输出脉冲幅度能与之配合。因为(2.51)式或(2.52)式要求光电倍增管的增益高，所以只好靠人为地增大电容 C_p 或从最后几个联极之一引出电流脉冲作为输出讯号，用这样的办法来减少增益。

讯号脉冲幅度 V_0 本身应当很高，足够输至甄别器、模拟-数字变换器等器件中作进一步的处理而无需再放大。适当选择光电倍增管的增益 A 以后，只有模拟数字变换器的电压范围需要与辐射能量所要求的范围相配合。但是，因为光电倍增管电源电压 V_s 的变动不仅影响 A，还影响闪烁计数器的能量分辨率和时间分辨率，所以电压 V_s 应保持稳定，而在前置放大器的后面装一个可变的电压分压器，可以实现所希望的总增益的改变，所损失的增益可由低倍数的主放大器来补偿。通常主放大器的首要目的是脉冲成形，它的放大只是次要作用。

必须考虑到，通过电压分压器，只有讯号的幅度被减小了，而放大器第一级的噪声并没有减小。这对讯号噪声比产生不利的影响，尤其是当脉冲成形直接发生在光电倍增管的输出端[时间常数 τ，(2.57)]，并且同时又使用一个宽带主放大器时，更为不利。所以在单个微分器线路里，微分时间常数经常安排在电压分压器和放大器第一级($A_1\approx10$)的后面。在两次微分线路里，第二个微分时间常数一般安排在放大器的倒数第一级或第二级，这样光电倍增管电路(时间为 τ)就可作为第一个微分器。

对于负脉冲，我们只提到埃默的晶体管前置放大器[2.119]，这是无需任何说明的(图 2.47)。R_b 约为 1 兆欧。假如从联极引出正的讯号脉冲，使用 N-P-N 晶体管比较有利。前置放大器的电源

电压是从主放大器通过讯号电缆送过来的，显然两个 2 千欧的电阻都不是 75 欧讯号线的负载。

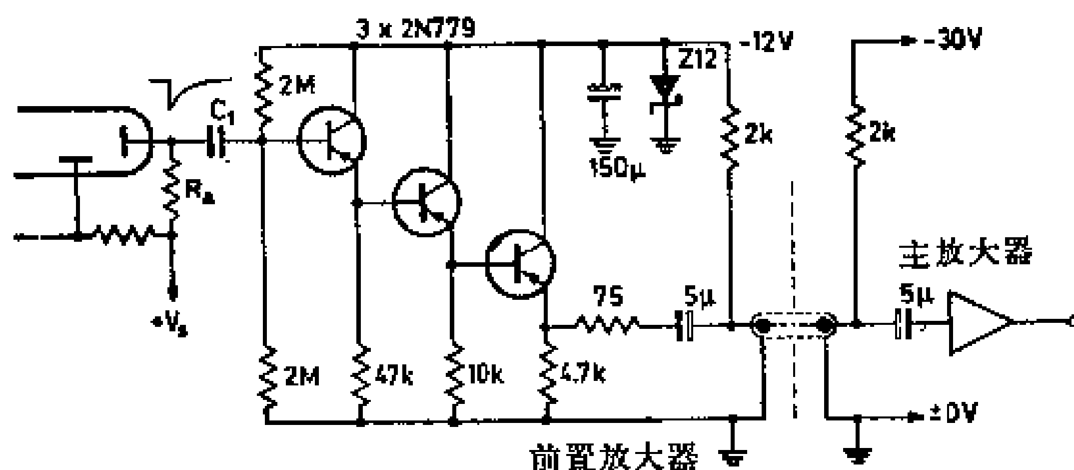


图 2.47　用于闪烁计数器的前置放大器

在符合使用时常常需要一个正比于阳极电流 $I_a(t)$的讯号，图 2.48 表明了两种型式的快讯号输出电路。最后一个联极到阳极这一级就当作一个具有无限大内阻的快电流产生器。在 A 电路里，D_n, A 同 C, Z_0 闭合成一回路。有同样特性阻抗的同轴电缆可以连接于 Z_0。$C\cdot Z_0$ 必须比可能的脉冲宽度的极大值 δ 还要长得多。A 电路还有一个优点，讯号电缆可按其特性阻抗端接在光电倍增管的末端，这样即使电缆的另一端不匹配，也不会出现讯号多次反射。在快的光电倍增管里，D_n, A 组成一个有一定特性阻抗 Z_0(多半为 50 欧)的结构，它可以直接连接于相应的同轴电缆上，如图 B 所示。在此情况下，阳极电压要通过电阻 $R\gg Z_0$ (1～10 千欧)加上去。而且 $C\cdot Z_0\gg\delta$。这里电缆在输出端必须匹配，因为光电倍增管这一边是完全开路的，它不能吸收可能的讯号反射。

假如快光电倍增管的讯号通过一个短路电缆进行微分，则在 B 中，讯号电缆开向光电倍增管的那一端就发生了问题，由于从微分器反射过来的脉冲还要再次反射，这就形成了后随脉冲。希尔(Hill)[2.179] 介绍一种无反射的微分线路(见图 2.49)。很容易看到，只要两边的成形电缆具有相同的长度 l，而且所有电缆的特性阻抗都是 Z_0，则在 X 点进来的讯号脉冲常常遇到相同的阻抗 Z_0。只有输出电缆末端需要正确匹配。当然，没有反射的代价是脉冲幅度要损失一半。

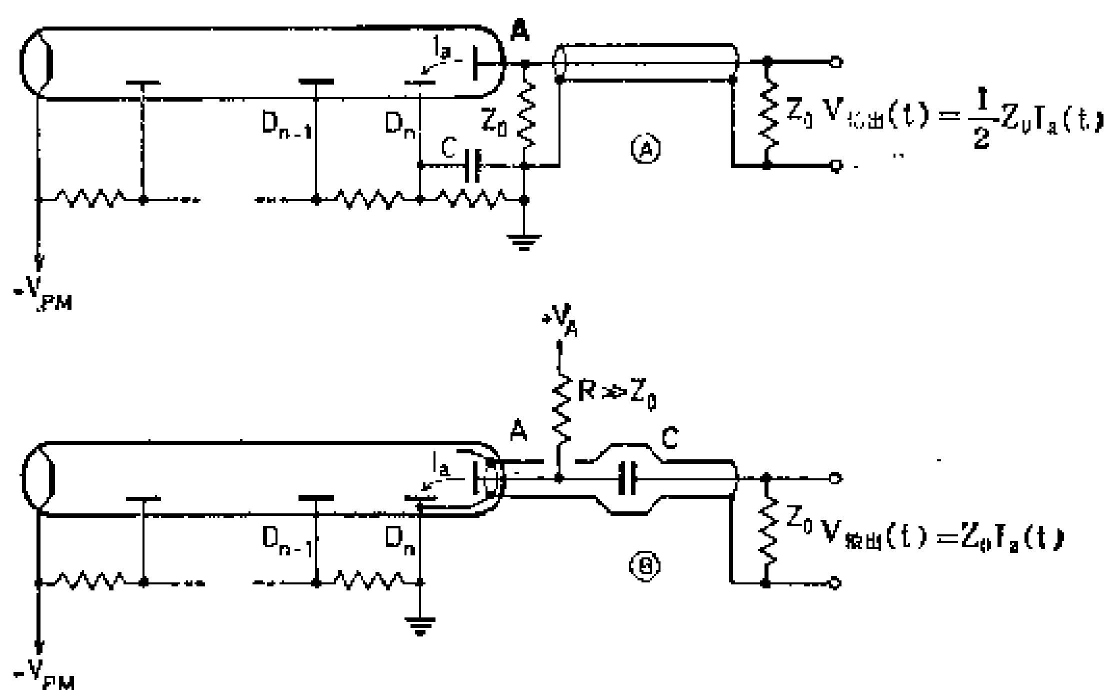


图 2.48 同轴电缆(特性阻抗为 Z_0)在光电倍增管输出端的连接情况

克雷比尔(Krehbiel)[2,257] 试制了一种简单的快前置放大器，它有一个自耦变压器和一个共基极的晶体管放大级，增益为 8，当光电倍增管增益不够时，可以将它提供给快的光电倍增管脉冲使用。

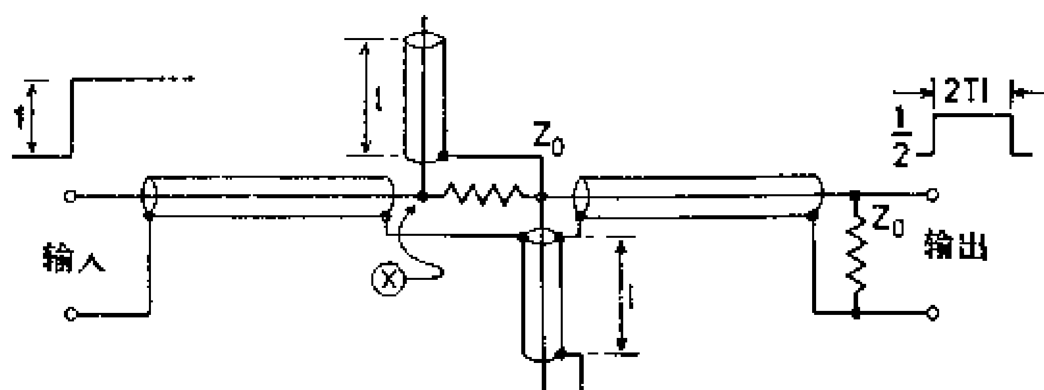


图 2.49 无反射的微分器

虽然光电倍增管共同的工作方式是要有一个恒定的高压 V_s，但增益 $\bar{A}$ 依赖于 V_s 这一关系，可以用来控制 $\bar{A}$，甚至可用作闪烁计数器的门控制。门控制不仅在符合实验中很有用，而且还适用于下述情况：即光电倍增管必须防止进来极端高的前脉冲(例如在脉冲式加速器里)，极端高的后脉冲(例如在火花室里，气体闪烁引起触发)或其他与时间相关的大脉冲。门控制电路既可以控制

总电压 V_s[2.180]，也可以只控制一个联极的部分电压，或者其他电极（例如聚焦栅或屏栅）的电位。控制脉冲必须高达 100 伏。因此，控制脉冲经电容耦合被阳极讯号电路所拾取，这就造成了一定的困难。鲁斯 (Roose)[2.181]介绍了一种联极门电路，如图 2.50 所示。门脉冲通过一个变压器使得晶体管 BF 109（在正常状态下截止）达到饱和。联极 D_2 和 D_3 之间的电压变为零，因此光电倍增管的增益变为零。D_2 和 D_3 相对于阳极 A 的杂散电容是一样的。因为没有一个联极是与地不通的，D_2 上形成一个正脉冲，D_3 上就是

图 2.50　光电倍增管的门电路

一个负脉冲。一个脉冲在阳极上造成的寄生讯号被另一个脉冲所造成的补偿了。调节 R_T 使两个脉冲幅度相等，调节 C_T 以补偿寄生电容 C_s。在精确调整的电路里，阳极讯号的干扰低于0.1毫伏。晶体管电路经过改进可以在相反状态下工作（即晶体管 BF 109在正常状态下饱和）。晶体管触发控制电路也可获得预料的效果。

戈尔利奇(Goerlich)[2.182,2.183]发明了一种特制的光电倍增管，它有一个控制栅，屏蔽住阴极，用作快的门电路。

2.5.6. 辅助电路

各个联极的电源电压通常通过一串电阻分压器来供给，本节将分析电压分压器。

加到电压分压器上的高压是来自高压电源，它相对于电源电压和负载的变化必须极其稳定，并且必须有良好的长期稳定性，它必须是与温度无关，并且交流声低。关于电源的讨论已经超出了本书的范围，当然这些电源除用于核电子学外，还有其他多方面的用途。有许多人已介绍过现代化的晶体管高压电源[2.184~2.187]。有关电源的一般设计标准及适当的资料请参看那些专题文献[2.188]或任何其他同类教科书。

下述情况很容易在稳态下观察到，即光阴极微受照明，产生一个恒定的光阴极电流 I_k＝常量（图2.51）。当光强度为零 $I_k=0$ 时，总电流 I_s 流过电阻串。与电阻值 $R_0\cdots\cdots R_n$ 相对应，各个联极都有一定的电位，它们依赖于总电压 V_s。为简单起见，我们假定电压分布为典型形式的，即各联极具有相同的倍增因子 $\bar{\delta}$，使 $\bar{A}=\bar{\delta}^n$，假如现在阴极电流 $I_k\neq 0$，流经第 n 个联极部分的电阻的电流为 $I_s-\bar{\delta}^n\cdot I_k$，这样就大大降低了 $A\text{-}D_n, D_n\text{-}D_{n-1}$ 之间的电位差，尤其是在电阻串的上部。但因为总电压 V_s 保持不变，所以下部的联极之间的极间电压就升高了。使得下部联极的增益的增加超过了上部联极增益的损失，按照文献[2.163]，$\bar{A}$ 的净增加近似为：

$$\frac{\Delta\bar{A}}{\bar{A}}=\frac{\bar{\delta}^n I_k}{I_s}\left(1-\frac{1}{n+1}\cdot\frac{\bar{\delta}}{\bar{\delta}-1}\right). \qquad (2.60)$$

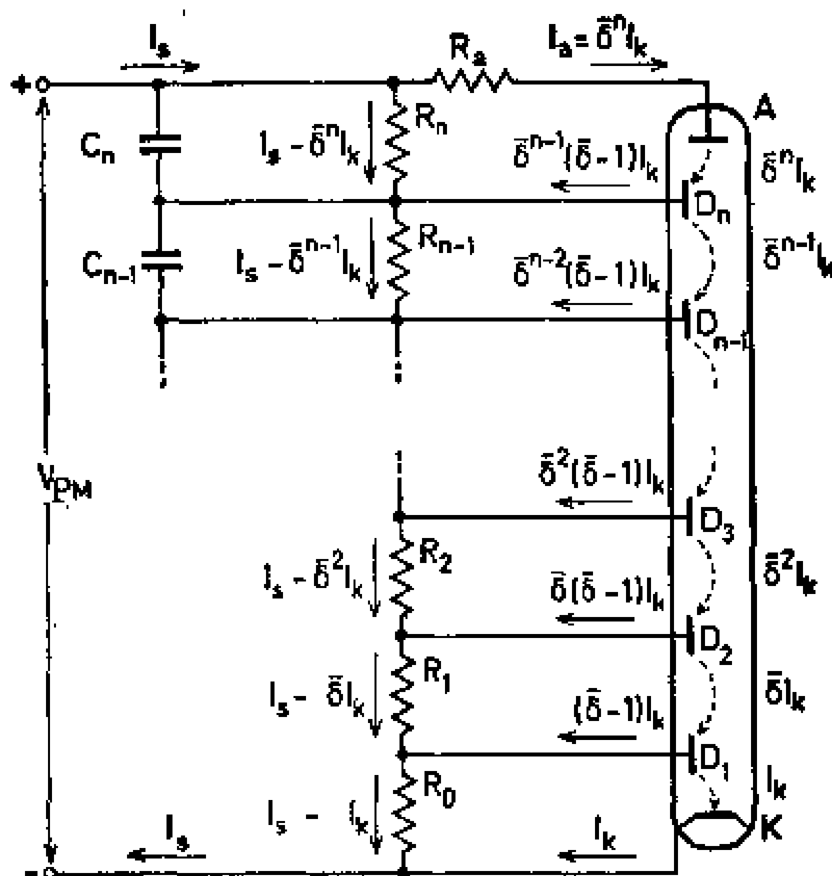


图 2.51　在光电倍增管电压分压器中的电流($V_{PM}=V_s$)

增益的相对偏差 $\Delta\bar{A}/\bar{A}$ 就正比于 I_a/I_s。因此要使工作稳定，必须使电阻串的电流 $I_s \gg I_a$。

阳极电阻 R_a 的大小不是很关键的，因为 A-D_n 的电位差对增益的影响不太严重，但 $R_a \cdot I_a \ll R_n \cdot I_s$ 的关系仍必须保持。R_a 电阻值太高，会对光电倍增管的线性不利。这个问题下面将谈到。

当脉冲式地工作时，仍保持 $I_s \gg I_a$ 和 $R_a \cdot I_a \ll R_n \cdot I_s$ 的关系，其中 I_a 表示平均阳极电流。为了不使高的尖脉冲电流扰乱电压分布，因而扰乱增益，将最后几个联极用电容 C_n, C_{n-1}, C_{n-2} 等封锁住(见图 2.52)。如果时间常数依次逐步减小：$R_nC_n=\bar{\delta}\cdot R_{n-1}\cdot C_{n-1}=\bar{\delta}^2\cdot R_{n-2}\cdot C_{n-2}=\cdots\cdots$，并且 $\tau_{荧光} \gg t_p$，在一个由 $\bar{N}$ 个光阴极电子形成的脉冲之后，增益的偏差与时间的关系变为[2.163]：

$$\frac{\Delta\bar{A}}{\bar{A}}=\frac{\bar{A}e\bar{N}}{I_sR_nC_n}\,\frac{e^{-t/R_nC_n}-e^{-t/\tau_{荧光}}}{1-\tau_{荧光}/R_nC_n}\cdot H(t)\cdot \qquad (2.61)$$

显然必须选择 $R_nC_n \gg \tau_{荧光}$，所以(2.61)式变为：

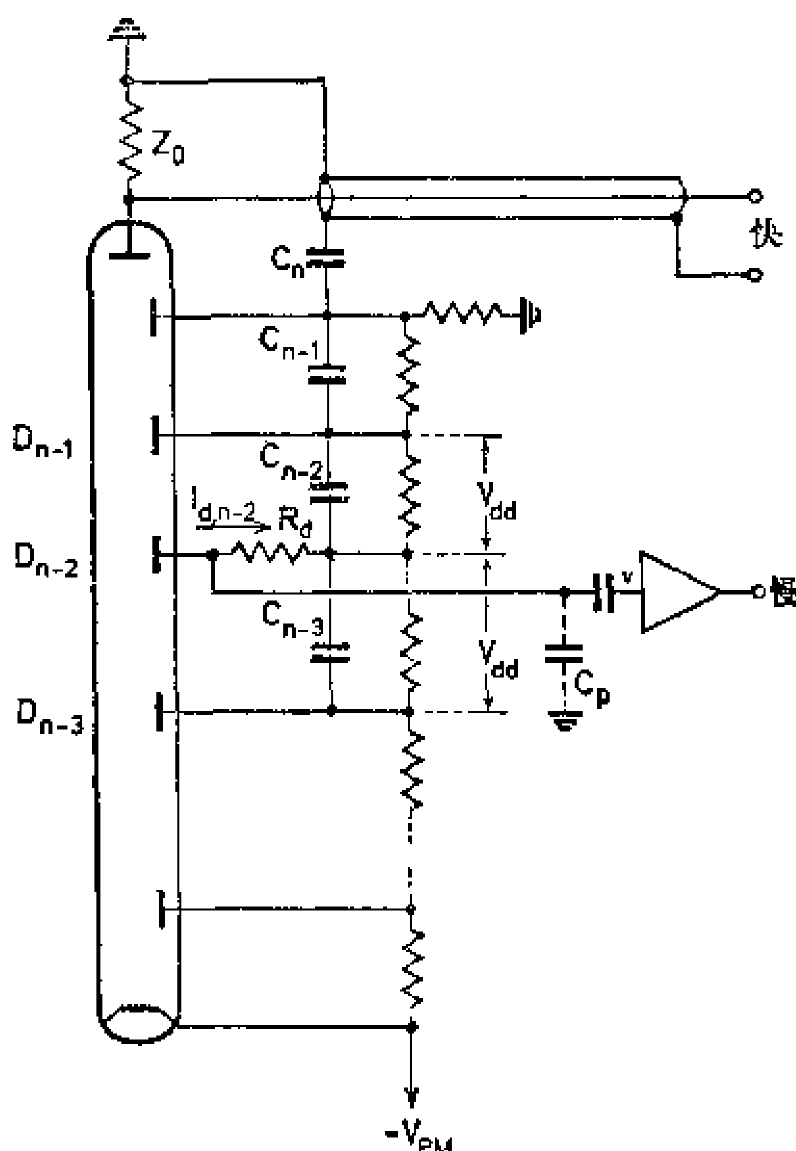


图 2.52　来自 D_{n-2} 联极的讯号输出

$$\frac{\Delta\bar{A}}{\bar{A}}=\frac{\bar{A}e\bar{N}}{I_sR_nC_n}e^{-t/R_nC_n}\cdot H(t). \tag{2.62}$$

从(2.62)式可看出，如果时间常数 R_nC_n 较高，增益的偏差 $\Delta\bar{A}$ 就较小，但是相应地脉冲持续时间也就较长。假如平均脉冲计数率 r 较 $1/R_nC_n$ 为高，几个脉冲很可能叠加，造成较高的增益偏差 $\Delta\bar{A}$，如(2.62)式所给出的。在未受扰乱的情况下，与(2.59)式一样，根据统计学，可以推导得 $\Delta\bar{A}$ 的均方根偏差为：

$$\sqrt{\left\langle\left(\frac{\Delta\bar{A}}{\bar{A}}\right)^2\right\rangle}=\frac{\bar{A}e\bar{N}}{I_sR_nC_n}\sqrt{\frac{1}{2}r\cdot R_nC_n}. \tag{2.63}$$

对于给定的最大脉冲计数率 r，最大脉冲幅度 $\bar{N}$ 和平均增益 $\bar{A}$，必须很好地选择 $R_nC_n\approx\frac{1}{r}$ 以及 $I_s\gtrsim\bar{A}e\bar{N}/R_nC_n\cdot a_{最大}$，这里 $a_{最大}$ 表示

光电倍增管增益最大许可的均方根偏差。例如，当 $r=10^4$ 次/秒，$\bar{A}=10^6$, $\bar{N}=10^3$ 电子，$\alpha_{最大}=0.1\%$ 时，$R_nC_n\approx100$ 微秒和 $I_s\approx1.6$ 毫安代表了最佳值。

为获得相同的联极倍增因子，相应地电压分压器各电阻应相等：$R_0=R_1=\cdots\cdots=R_n=R$；除了 $R_0>R$ 外，这个条件通常是满足的。对于给定的总电压 V_s，电阻串可产生一个最高的可能增益 $\bar{A}$。假如光阴极电子收集的损失仍被忽略，从阴极到第一联极 D_1 之间的电压应当不低于光电倍增管生产单位所规定的数值，因此常取 $R_0\approx2R$。除此之外，各种聚焦电极往往必须给以特殊的电位，它们也是从电阻串电压分压器里取得。

然而佩加诺(Pagano)等人[2.189,2.190]报告说光阴极的热噪声依赖于 R_0，随 R_0 的增加而增加。他们发现 $R_0\approx R$ 时噪声最小。可以认为是较高的静电场减少了光阴极的理查森电位，造成此种效应。在低噪声系统里，这是必须考虑到的。

由于在最后几个联极出现空间电荷效应，能使光电倍增管仍然保持线性工作的电流脉冲幅度范围受到了限制。只要使上部几个联极的极间电压高于下部联极的极间电压，线性工作范围就可以延长。假如光电倍增管有 14 个联极，这样一种电压分压器可取例如下列电阻值：$R_0=2R$, $R_1=R_2=\cdots\cdots=R_{10}=R$, $R_{11}=1.2R$, $R_{12}=1.5R$, $R_{13}=2.0R$ 以及 $R_{14}=5.0R$。当然，对于给定的总电压 V_s，这样得到的增益 A 大大低于等值电阻串分压器所得的增益之最大值。许多人都研究过电阻串值的最佳分配条件[2.191~2.193]。

贝来廷尼(Bellettini)等人[2.192]介绍了一种高压电源，所有各个联极的电压都可独立调节，这样就使最佳电压分布的研究变得简单化了。戴维斯(Davis)等人[2.194,2.195]将电压分压器与光电倍增管分隔开来（正常情况下，电压分压器总是紧密安装在光电倍增管插座上），通过同轴电缆与各联极相连，各自屏蔽，以改善绝缘；各个分压器都带有电位器，使所有电压都单独可调。

假如在一个快慢装置里，慢讯号取自最后几个联极之一，就出现图 2.52 所示的情况。包含有电容 $C_n\cdots\cdots$ 的电压分压器可以提供符合上述考虑的工作条件，联极 D_{n-3}（或任何别的联极）通过电阻 R_d 与分压器的抽头相连接，R_d 与图 2.45 中的 R_a 具有同样的作用，因此它应当相当高，流过 R_d 的平均电流为 $\bar{\delta}^{(n-3)}(\bar{\delta}-1)I_k=$

$I_{d,n-2}$。联极间的电压由 V_{dd} 表示。必须保持 $R_d \cdot I_{d,n-2} \ll V_{dd}$ 的关系或 $R_d I_{d最大} \ll V_{dd}$ 的关系，其中 $I_{d最大} \approx \bar{\delta}^{n-3}(\bar{\delta}-1) \cdot e\bar{N}/\tau_{衰光}$ 是讯号电流脉冲的最大幅度。然而，还有另外一种经常用来限定 $I_{d最大}$ 的标准，就是电压脉冲幅度 $\bar{\delta}^{n-3}(\bar{\delta}-1)e\bar{N}/C_P$ 应保持比 V_{dd} 小，因为电流脉冲被寄生电容 C_P 所积分。由于所有其他联极的电压保持常量，D_{n-1}, D_{n-2} 的电压随着 D_{n-2}, D_{n-3} 的电压的增加而以同样程度减少，所造成的增益的变化，在一级近似下正好互相抵消，对于相对增益的偏差，得到如下关系：

$$\frac{\Delta\bar{A}}{\bar{A}} = -\left(\frac{\Delta V_{dd}}{V_{dd}}\right)^2. \tag{2.64}$$

R_d 就可以比电阻串 R 高得多。

还必须处理计数率非常高而幅度也非常高的电流脉冲的情况，例如在粒子加速器实验里，可以通过串级发射极或阴极跟随器将工作电压加在最后 4～5 个联极上。巴纳[2.196]报道了一种带有发射极跟随器的装置，可用于 6810A 或 56 AVP 型的光电倍增管的 D_{10} 到 D_{14} 联极上，其总的穿过电流小于 10 毫安，等效于一个 $I_s=200$ 毫安和最大联极电流为 7 毫安的电阻串。

在快工作中(见图 2.48)，常常将高压电源的正极接地，也就是将负电压 $-V_s$ 加于光阴极上，因此光电倍增管的阳极电路处于低电位，这使讯号输出电路简单化了。又因阴极处于高的负电位，整个玻璃壳也就处于高的负电位，在玻璃壳与接地的光电倍增管外罩之间，可能发生小的放电，增加了光电倍增管的噪声。所以用于低噪声工作时，光电倍增管必须包以屏蔽罩，该罩连接阴极电位 $-V_s$；或者只有阴极接地而阳极加正高压 $+V_s$ (图 2.45)，当然这时 C_1 必须采用高压电容器。

2.5.7. 闪烁计数器的稳定器电路

光电倍增管的增益 A，它的光谱响应和闪烁体的光子产额——这些都是直接影响输出脉冲幅度的因素——相当严重地依赖于温

度[2.197~2.199]。此外，增益 A 还与实际的脉冲计数率 r 有关：r 若变化 10^3 倍的话，A 的变化大于 10%[2.200~2.203,2.258]。

在 r 突然变化的情况下，一般可以观察到增益的变化有两种成分，这两种成分在时间特性上是不同的：一个是快成分，时间常数约 1 分钟；一个是慢成分，时间常数为几小时。这两种成分的变化方向可能相同也可能相反。例如，r 增加以后，增益 A 先是迅速升高 1～2%，此后又以 1 小时的时间常数降低 5%，反之亦然。在 r 回到起始值以后，A 也恢复到起始值，这种增益反向变化的机理，现在还不完全明白。

假如将闪烁计数器用作辐射谱仪，或者因其他目的而要求增益恒定时，在目前修正计算还不能由计算机自动进行的条件下，探测器和相应的电子线路必须十分稳定[2.204]。图 2.53 是一个稳定回路的工作原理。

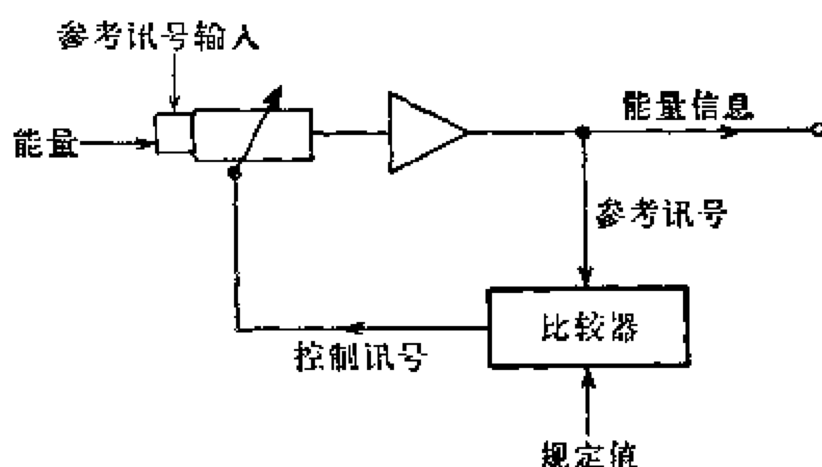


图 2.53　闪烁计数器回路稳定器的工作原理

将一个稳定的参考讯号加给闪烁计数器，参考讯号和正常讯号两者以同样的方式被光电倍增管和放大系统所放大。然后正常讯号按照正常方式去作进一步的处理，参考讯号则抽出来与一个额定值去比较。参考讯号与这个额定值的偏离形成一个校正电压，被用来控制光电倍增管或放大器的增益。全部设计构成一个简单的控制回路，其数学处理与负反馈放大器大致一样。稳定系数越高，控制就越好。稳定系数等于无稳定器时增益之偏差与有稳定器时增益之偏差之比。

许多文章介绍过各种各样的稳定电路[2.205~2.224,2.259]。这些电路在参考讯号的来源上、在正常讯号与参考讯号的甄别上、以及在用校正讯号来控制总增益上，都各不相同。

往往在被测脉冲幅度谱上，一个特征的峰或康普顿边的本身被用作参考讯号[2.205,2.212,2.215,2.221,2.223]。如果要求在测量不同的样品时谱仪必须保持稳定，就要用外来方法形成一个合适的参考讯号。可以用一个幅度恒定的光脉冲通过光导输至光电倍增管作为参考讯号，这类光脉冲可以在冷阴极管中(Z70U[2.206])形成，也可以在小的指示管中形成(即所谓"电眼"，就是在阳极上敷以闪烁涂料的三极管，如安普雷克斯6977[2.210]或欧洲相同类型的菲利浦DM160[2.217,2.224])，甚至可在气体放电管[2.218]中形成。另一种可能性是用辅助的放射源，这样可能要使用不同的闪烁体[2.207,2.213,2.219,2.220,2.222]，最后也可以干脆不用参考讯号，而用一个恒定的[2.208]或一个低频的调制光源(50赫兹[2.209]或77赫兹[2.214])。

如果不用外来的参考讯号，就不必甄别参考讯号与正常讯号。外加光脉冲由它们与触发脉冲的时间符合来鉴别，一个简单的门电路就可以从闪烁脉冲中分离出参考脉冲。达德利(Dudley)[2.213]用一个 β-γ 同位素作辅助放射性参考源。β 粒子用一个 4π 塑料夹层闪烁体来探测；β 脉冲指示出发射一个 γ 光量子(它被用作参考讯号)的时间瞬刻，因而 β 脉冲就指示出了可以发生参考脉冲的时间间隔。对于 α-γ 同位素，这一方法略经改进也可应用。康芒梯(Comunetti)[2.220]介绍了一种装置，这种装置有一个旋转的铅屏蔽，屏蔽上开一道窄缝，这样就允许辅助源的射线只在旋转器的特定位置通过闪烁体。所以参考讯号与光闸旋转器的运动在时间上相互关联。欣里克森(Hinrichsen)[2.219]靠一个脉冲形状甄别器，从 γ 讯号脉冲中鉴别出他的 α 参考脉冲。用一个频率滤波器使得恒定的或低频的光阴极调制光远离快讯号通道，然而，滤波器会引起附加的噪声。

德沃德(De Waard)[2.205]介绍的方法常常用来产生校正电压(图2.54)。在参考峰的两边，放了两个道宽相同的甄别器(情况 A)，

在"1"道和"2"道的脉冲计数率之差由微分计数率仪读出。与"1"-"2"计数率之差成正比的电压被用作校正讯号，去直接控制系统的增益。所以峰的中心就稳定在两个甄别道（额定值）的中央。也可以不用两个甄别器，而是用一个道阈在额定值上下作周

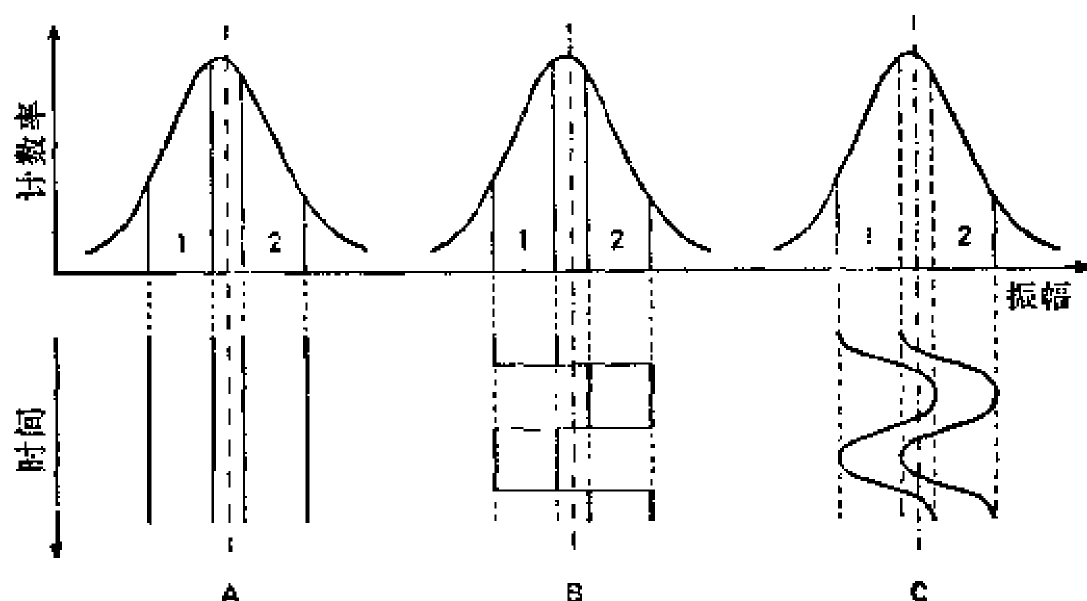


图 2.54 产生校正电压的三种方法

期性颤动(情况 B 和 C)的单个甄别器。按照实际上道的位置在额定值的左面还是右面，脉冲通过一个门电路输至微分计数率仪的"+"输入或"-"输入。计数率仪的积分时间常数必须足够大，以避免因参考脉冲计数率的统计变化而造成增益的偏差（详细情况请看上面提到的德沃德等人的论述)。

在峰高度恒定的情况下(也就是参考脉冲的计数率恒定)，可将单个甄别器的道阈放在峰一边的中间[2.215]，测量甄别器输出脉冲计数率的变化，就非常灵敏地反映了峰的位移值。若用一个积分甄别器，将甄别阈放在峰的最大值位置，也出现同样的情况[2.222]。

也可以用多道分析器的两个道阈作窗"1"和"2"，靠一个简单的逻辑电路来决定一个脉冲是属于"1"还是属于"2"。逻辑电路的输出去触发一个正向-反向数字计数器，该计数器的状态用数字-模拟变换器转换成控制电压[2.221]。狄克逊(Dixon)[2.212]介绍了另外一种形成"1"-"2"之差的技术，该技术对于低计数率特别有用。

在早期的文章中，特别在论及真空管装置时，光电倍增管的电源电压 V_s 都被看作总增益的控制参数。因为这种控制的灵敏度较高，V_s 可以做到变化很小，所以也可以直接用晶体管电路来控制 V_s[2.213,2.221]。如果将带有振荡器的晶体管直流变换器用作高压电源，控制电压也可加在变换器的低压部分[2.209,2.217]。自从马洛(Marlow)的文章[2.210]发表以后，人们常常把前置放大器和主放大器之间的调变增益衰减器作为控制元件。两个电压分压器电阻中的一个是由叫光变阻器(Raysistor)的控制元件做成。光变阻器是由一个光敏电阻与一个微型灯泡所组成，两者一起放在晶体管管壳里。小灯泡是由控制电压供给电源，所以衰减系数就成了控制电压的函数[2.215,2.219,2.223]。帕特沃德汉(Patwardhan)[2.216]将一个变容二极管用在电容电压分压器里作为控制元件。达德利等人[2.213]则用控制光电倍增管的高压 V_s 来修正增益之变化；用改变多道分析器的 ADC 阈以补偿主放大器零线的漂移。当光电倍增管用于快符合实验时，不能应用控制高压 V_s 的方法(改用可变增益衰减器，见第 3.1.7 节)。

根据上面所引用的文献，稳定系数介于几十到几百之间。

布里姆霍尔(Brimhall)等人[2.325]报告说 RCA 6342-A 的增益随时间而变化的形状几乎与计数率 r 和电压 V_s 的阶跃式变化形状一样。假如使电压 V_s 在适当的方式上依赖于计数率，也就是依赖于总的阳极电流，则上面两种变化就互相抵消。然而这种技术看来意义不大。

2.5.8. 契伦科夫计数器

当一个带电粒子运动通过一个具有折射系数 n 的透明介质时，若其运动速度 v 高于该介质中的光速 c/n 时

$$v>\frac{c}{n}, \tag{2.65}$$

而且粒子发射出具有所有波长 λ 的连续光谱，$n(\lambda)>\frac{c}{v}$。只要将辐射体与一个光电倍增管配合好，这一有名的契伦科夫效应可用

来探测相对论粒子。

有关契伦科夫计数器的文章已发表过许多篇[2.003,2.225]。因为契伦科夫计数器中真正形成讯号的关键性元件还是光电倍增管，所以前面几节的所有讨论在此全都适用，不需要再讨论，那样不过是把前面的结论重复一遍而已。索恩(Thorn)[2.229]报道过他专门为契伦科夫计数器所设计的电子学线路。

因为在契伦科夫效应中，光子发射没有延迟，光脉冲的持续期间仅仅由光子通过辐射体的路程所决定，因此极短。在一个很小的辐射体(≈25 毫米)中，例如有机玻璃，宇宙射线中的 μ 介子造成了一些幅度约为几十个光阴极电子的、亚毫微秒数量级的脉冲，它可以被用来试验快的光电倍增管的时间特性[2.227]。

3. 模拟电路

3.1. 线性脉冲放大器

为了将脉冲送入模拟-数字变换器中作进一步的测定，辐射探测器输出脉冲还必须经过适当的成形和放大。脉冲放大器的最重要的功能，就是在放大过程中保存能量信息。

1919 年科瓦里克（Kovarik）[3.001] 所描述的电路，也许是电子学在脉冲放大中的首次应用。此电路用来放大具有内部气体倍增效应的电离室计数器的输出脉冲。1924 年格雷纳彻尔（Greinacher）[3.002] 简化了他的电路，并于 1926 年采用一个四级真空管放大器提高了增益，以致于用耳机就能探听到从电离室来的脉冲[3.003]。在这些放大器中，脉冲形状皆由电路中的一些不可控制的寄生特性所决定。1931 年温-威廉斯（Wynn Williams）和沃德（Ward）[3.004] 描述了可能是最早的脉冲成形电路——一个时间常数很小的微分器。关于核电子学的早期历史，可参看费尔斯坦（Fairstein）和哈恩（Hahn）的简短的概述性文章[3.009]。

对脉冲放大器的要求可归纳如下：放大器的性能必须可同最好的探测器相比拟，也就是说放大器应不会影响探测器所能达到的能量分辨率。因为半导体探测器可有高达千分之几的能量分辨率（FWHM），故放大器系统引起此宽度的增加应保持在 0.1%以下。下述特性是重要的：

——输出脉冲幅度必须是能量（或输入脉冲幅度）的单调函数。如果不要求具备对数或抛物线之类的特性，则用线性放大器最为简单，因其特性易于检验。放大器的积分线性和微分线性（3.1.1 节）影响着能量标度的精确性。

——增益随温度的变化要小，而长期稳定度要高。

——噪声应当低，并且应按最佳讯号噪声比来选择脉冲形状。总之，主放大器的噪声必须比探测器和前置放大器共同产生的噪

声低。此外，放大器也不应当把外界和内部源（比如交流声）形成的无关讯号拾来放大。

——虽然脉冲在时间分布上具有统计性，但就是对高计数率脉冲来说，象"堆积"这样的总和效应也仍应当很低(3.1.4 节)。

——即使出现能引起过载的大幅度脉冲，放大器仍应当对小脉冲正确地放大(3.1.5 节)。

——最后，在放大器中保留时间信息也是一个重要的特性。

在下面各节中，我们将详细地讨论上述各项特性，在 3.1.6 节中还要举些设计实例。

3.1.1. 一般考虑，线性

虽然早期的放大器都采用电子管电路，甚至直到今天还有一些电子管放大器在工作。但晶体管电路的优越性如此之多，以致几乎所有的新仪器都是晶体管化的。而电子管电路则已成为过时的东西。因此，我们用不着再去专门讨论电子管电路。然而，因下述正文大多是讨论放大级之间的无源耦合网络，所以这些讨论对解释早期的电子管电路仍然有效。

严格说来，历史情况与此正相反：脉冲放大器的一套"原理"是从电子管电路发展起来的。后来，晶体管代替了电子管，才改成适用于晶体管电路的。但大多数新的晶体管电路并不只是晶体管对电子管进行简单等效替换的结果，而是考虑了晶体管的特殊性质专门发展起来的。下面，我们简要提及晶体管超过真空管的一些熟知的优点：晶体管有低的功率耗散，这有助于增益的稳定性和更高程度的小型化；晶体管一般比电子管快，考虑到在放大电路中采用较深的反馈，增益稳定性可获得相应改善；晶体管没有（电子管的）那种能突然改变发射特性的加热阴极，所以寿命和长期稳定性也比真空管高很多；使用互补型的 N-P-N 和 P-N-P 晶体管能简化直流耦合电路；晶体管的低输入阻抗宜于作电流放大器。

这里没有必要再对基本的脉冲和放大电路作系统的阐述。因为它们也是其它领域中的常用电路，大量的书刊已作了广泛的介绍[3.010~3.012]。在本书中我们只详细分析那些有助于了解放大器

原理的个别电路。

电压及电流放大器　在欧姆电阻上测得的电压脉冲往往是同流过这个电阻的电流脉冲相关联的。因此，没有必要区分电压脉冲和电流脉冲。但是，考虑到下面两种极端场合，这种区分还是有意义的：1）如果一个讯号电压为V_0、内阻为R_i的发生器加上一个$R_x \gg R_i$的负载，则负载电压V_x与讯号电压V_0近似相等，而与R_x的实际大小无关；2）反之，如果内阻R_i远大于$R_x(R_i \gg R_x)$，则流经R_x的讯号电流$I_x=\frac{V_0}{R_i}$保持常数，而与R_x的大小无关。于是，可把放大器分成四种类型：电压放大器；电流放大器；电压-电流变换器及电流-电压变换器。其电路符号及理想的输入输出阻抗$R_{输入}$及$R_{输出}$表示于图 3.01 中。

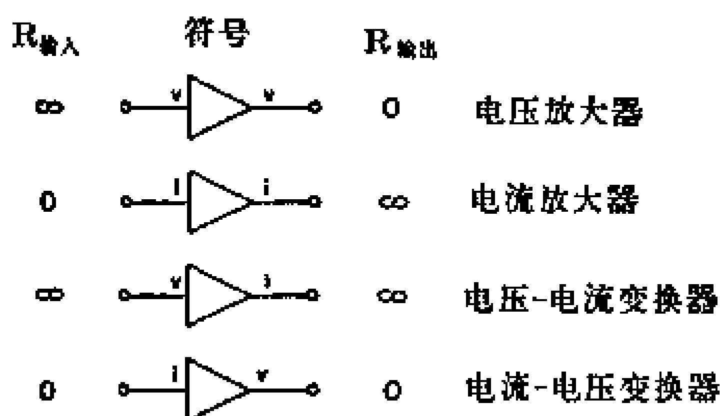


图 3.01　放大器的四种基本类型

放大器瞬变响应和频率响应之间的关系　图 3.02 画出了实际放大器的简化等效电路。很明显，此电路的上截止频率为$f_2=1/2\pi R_2C_2$，下截止频率为$f_1=1/2\pi R_1C_1$。（三个理想放大器只是隔开RC电路，它们的输入阻抗及输出阻抗，即放大器的类型，整个说来与下面的考虑无关）。

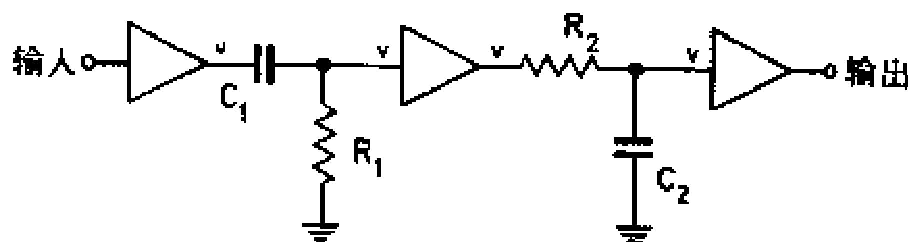


图 3.02　实际放大器的等效电路

另一方面，很容易算出放大器的瞬变响应函数 $F(p)$：

$$F(p)=A\frac{p/R_2C_2}{(p+1/R_1C_1)(p+1/R_2C_2)},\tag{3.01}$$

这里，A 是增益。输入阶跃电压 $V_0\cdot H(t)$ 通过(3.01)式成形后变为:

$$V(t)=A\cdot V_0\frac{R_1C_1}{R_1C_1-R_2C_2}(e^{-t/R_1C_1}-e^{-t/R_2C_2})H(t).\tag{3.02}$$

差值 $\Delta f=f_2-f_1$ 代表放大器的带宽。在宽带放大器中，$f_2\gg f_1$，于是 $\Delta f\approx f_2$。由于 $f_2\gg f_1$，则 $R_1C_1\gg R_2C_2$。于是输出脉冲形状(3.02)就简化成 $A\cdot V_0(1-e^{-t/R_2C_2})\cdot H(t)$，而其上升时间 t_r(对应于脉冲幅度的 10～90%)变为:

$$t_r=2.2R_2C_2\approx\frac{1}{3\cdot\Delta f}.\tag{3.03}$$

时间常数 R_1C_1 仅影响脉冲的顶部，造成一个略为下降的畸变。但大多数放大器都采用直流耦合，在这种情况下 $f_1=0$，因此这个下降可以不予考虑。

反馈　放大器的性能几乎总是通过负反馈来稳定。反馈的原理表示于图 3.03。从图中可以看出，增益为 $-A$ 的倒相电压放大器输出电压 $V_{输出}$的一部分通过 $b<1$ 的衰减器反馈到输入端，并借助于混合器（+)附加到输入电压 $V_{输入}$上。因为 $V_{输出}=-A(V_{输入}+b\cdot V_{输出})$，输出电压是

$$V_{输出}=V_{输入}\frac{-A}{1+bA}.\tag{3.04}$$

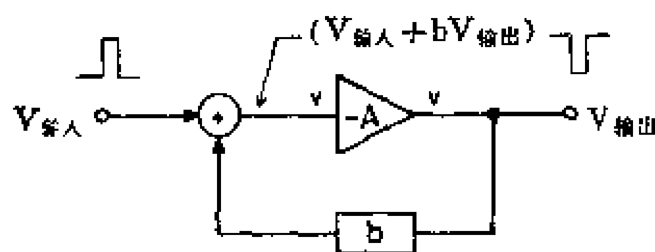


图 3.03　反馈原理

可见，反馈放大器的增益 $-A_f$ 与增益 $-A$ 相差一个因子 $\frac{1}{1+bA}$:

$$A_f=\frac{A}{1+bA}.\tag{3.05}$$

乘积 $b\cdot A$ 表示“放大器 A-衰减器 b”这个反馈回路的总增益，通常

叫作回路增益或反馈系数。若 $bA \gg 1$，(3.05)式可简化为:

$$A_f \approx \frac{1}{b}, \tag{3.06}$$

它与放大器增益 A 的变化无关，仅依赖于反馈网络 b 中稳定的无源元件(比如金属薄膜电阻)的数值。增益的相对变化也由于引入反馈减少了，

$$\frac{\Delta A_f}{A_f} = \frac{\Delta A}{A} \cdot \frac{1}{1+bA}. \tag{3.07}$$

当然，如果把具有 $+A>0$ 的不倒相放大器输出讯号的一部分 $b \cdot V_{输出}$ 通过混合器从 $V_{输入}$ 中减去，也可获得与上述同样的特性。

从图 3.04 很容易算出反馈对放大器瞬变响应 $F(p)$ 的影响。如果用 $F(p)$ 来充实 A，对拉普拉斯变换式 $\hat{V}_{输入}(p)$ 和 $\hat{V}_{输出}(p)$，(3.04)式和(3.05)式显然也是有效的。在仅有一个积分器的放大器中，我们得到:

$$A \cdot F(p) = A\frac{1}{pRC+1}. \tag{3.08}$$

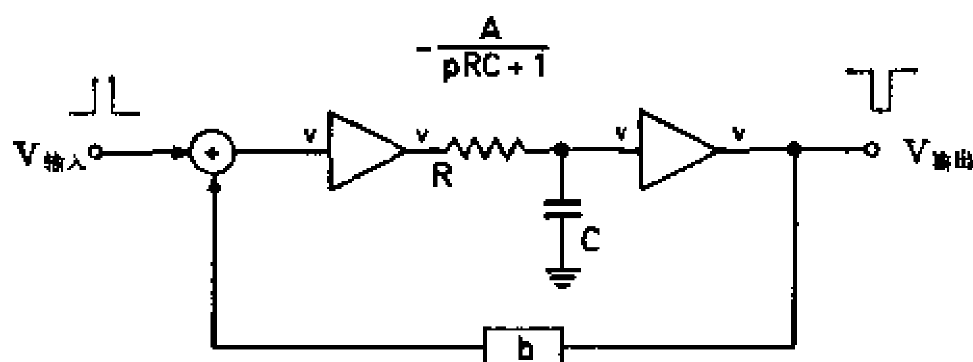


图 3.04　带有积分器的反馈放大器

将(3.08)式代入(3.05)式，我们就得到反馈放大器的瞬变响应函数 $F_f(p)$,

$$-\frac{\hat{V}_{输出}}{\hat{V}_{输入}} = A_f \cdot F_f(p) = \frac{A}{1+bA} \cdot \frac{1}{pRC/(1+bA)+1}. \tag{3.09}$$

因此，放大器的响应也变快了$(1+bA)$倍。

然而，与此同时 $\tau' = RC/(1+bA)$ 变得直接依赖于 A，从而具有与 A 相同程度的不稳定性。所以，我们的讨论仅限于考虑持续时间远大于 $RC/(1+bA)$ 的过程，这种过程不受 A 及 $F_f(p)$ 变化的影响。[参看文献[3.008, 3.013]，根

据弗朗兹(Franz)等人的看法，反馈稳定性的建立时间总是比放大器的上升时间要长，约为后者的 2～3 倍]。

据此，脉冲成形总是由无源网络来实现，而此无源网络必须放在反馈回路之外，最多只能在反馈网络 b 中，但决不能在放大器 A 中。

反馈放大器的输出阻抗 $R_{输出,反馈}$也减少到原来的 $1(1+bA)$。噪声与讯号以同样的比例衰减，故讯号噪声比保持一定，而与反馈无关[3.014]。

并联反馈　图 3.03 例举了一种反馈电路的原理。这里，输出电压的一部分与输入电压串联起来(即所谓串联电压反馈)。与放大器的四种基本类型相对应(图 3.01)，还有另外三种可以构成反馈回路的方法。图 3.05 画出了所谓的并联反馈电路(有时称为分路反馈)。对此电路作简单分析即得到：

$$V_{输出}=-V_{输入}\frac{R_2}{R_1}\cdot\frac{bA}{1+bA},$$

而
$$bA=\frac{R_1}{R_1+R_2}A, \tag{3.10}$$

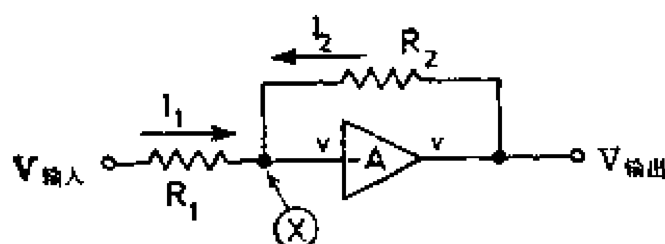


图 3.05　并联电压反馈(分路反馈)

这里，bA 仍表示回路(电压)增益。当 $bA\gg1$ 时，比率 $-V_{输出}/V_{输入}=R_2/R_1$，于是得到 $I_1=I_2$。故 X 点的电位等于零，与 $V_{输入}$或 I_1 的大小无关。X 点的阻抗实际上为零，所以 X 能够作为电流相加点。通常称 X 为“虚地”，因此，并联反馈电压放大器可用作电流-电压变换器(图 3.06)。因为 $I_2=I_{输入}$，输出电压 $V_{输出}=-R_2I_2$ 变为：

$$V_{输出}=-R_2\cdot I_{输入}. \tag{3.11}$$

R_2 是放大器的变换系数。

另一方面，具有给定变换系数 $-\rho$ 的电流-电压变换器也可靠分路反馈(图 3.07)来稳定，并变换成为电压放大器。其电压增益

为:

$$V_{输出}=-V_{输入}\frac{R_2}{R_1}\cdot\frac{bA}{1+bA},\tag{3.12}$$

而

$$bA=\rho/R_2$$

为其回路增益。

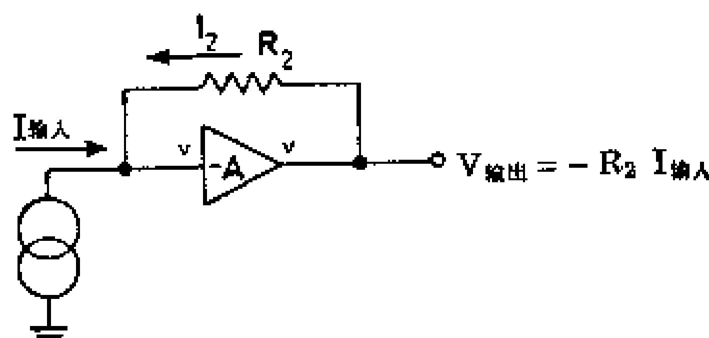


图 3.06　用作电流-电压变换器的并联反馈电压放大器

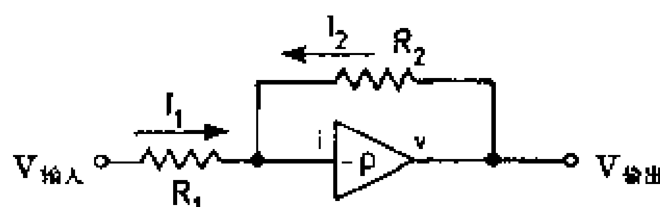


图 3.07　靠分路反馈来稳定的电流-电压变换器

由上面可以明显看出，具有高输入阻抗的电路(即在共发射极接法中的输入级)或者具有低输入阻抗的电路(在共基级接法中的输入级)，都可以用作采用并联电压反馈方法的放大器。

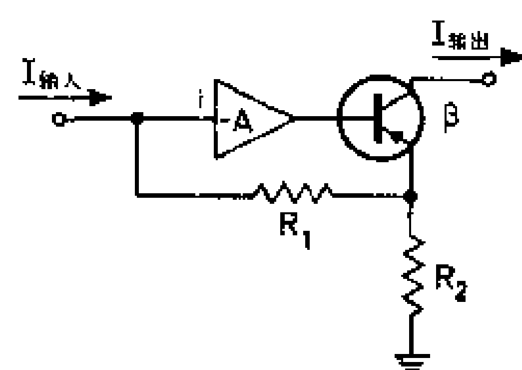


图 3.08　并联电流反馈

图 3.08 表示一个使用并联电流反馈方法的电流放大器的稳定电路，此电路之运用基于下述事实，即晶体管的集电极电流和发射极电流近似相等：

$$I_c=\frac{\beta}{1+\beta}I_e.\tag{3.13}$$

于是，当 I_c 用作输出电流 $I_{输出}$时，可把 I_e 通过 R_1 及 R_2 分流，而让 $I_eR_2/(R_1+R_2)$这部分反馈到输入端. 这样，输出电流即变为：

$$I_{输出}=\left(1+\frac{R_1}{R_2}\right)\left(\frac{1}{1+1/\beta}\right)\frac{bA}{1+bA}\cdot I_{输入},\tag{3.14}$$

而
$$bA=(1+\beta)A\frac{R_2}{R_1+R_2}$$
为其回路增益。为了确保稳定工作，必须有高的回路增益 $bA\gg1$，在 $R_1\gg R_2$ 和 $\beta\gg1$ 的情况下，等式(3.14)就简化为：
$$I_{输出}\approx\frac{R_1}{R_2}\left(1-\frac{1}{\beta}\right)I_{输入}. \tag{3.15}$$
因为用于反馈的不是 $I_c=I_{输出}$ 而是 I_e，故输出电流(3.15)要依赖于晶体管电流放大系数 β，β 本身是温度的函数 ($\Delta\beta/\beta\approx1\%/°C$)，故电流 $I_{输出}$ 也是温度的函数。例如，当 $\beta\approx100$ 时，$\Delta I_{输出}/I_{输出}\approx 0.01\%/°C$。若此值超出我们的容许范围，则必须采用图 3.09 所示的电路[3.015]。两个晶体管的放大系数分别用 β_1 及 β_2 表示，$I_{输出}$ 及 $I_{输入}$ 关系的详细表达式为：
$$I_{输出}=\left(1+\frac{R_1}{R_2}\right)\left(\frac{1}{1+1/\beta_1(1+\beta_2)}\right)\frac{bA}{1+bA}I_{输入},$$
而
$$bA=[1+\beta_1(1+\beta^2)]A\frac{R_2}{R_1+R_2}. \tag{3.16}$$
引入近似条件 $R_1\gg R_2$、$\beta\gg1$、$\beta_2\gg1$ 以及 $bA\gg1$，即得到：
$$I_{输出}\approx\frac{R_1}{R_2}\left(1-\frac{1}{\beta_1\cdot\beta_2}\right)I_{输入}. \tag{3.17}$$

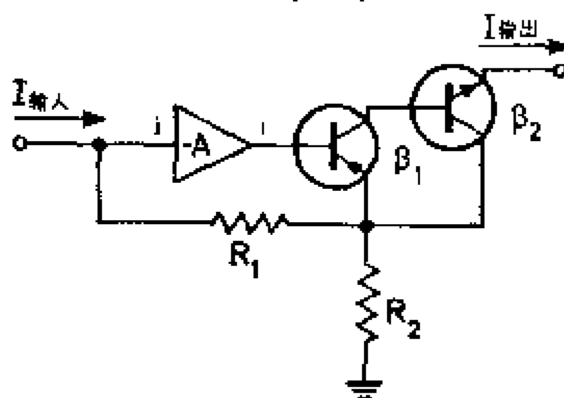


图 3.09 并联电流反馈的改进电路

这种配置的作用好似一个总放大系数 $\beta=\beta_1\beta_2$ 的晶体管，但它对温度的依赖性却降低了两个数量级。

由于输出讯号与输入讯号之间的关系很简单($\propto R_2/R_1$)，甚至把一个反馈电阻或者两个反馈电阻都用更具普遍性的复杂阻抗代替时，此关系仍然适用，所以并联反馈放大器通常用作所谓的运算

放大器，用来对模拟讯号进行算术运算。这点我们在 3.2 节中还要详细讨论。

实用的反馈放大器电路图可从本章的其他各节中找到。

在所有这些讨论中，都假定了增益 A 与频率无关。然而，由于晶体管参数与讯号频率有关，A 变成一个算符 $A(p)$。所以反馈放大器的增益 $A_f(p)$ 也是一个算符。整个系统会变得不稳定并且振荡起来。对于某给定频率 f_0 的振荡，一定是负反馈刚好翻转为正反馈，也就是输入和输出之间刚好有 π 相位差。因为单级的相位差 $<\frac{\pi}{2}$，所以单级和双级放大器总是稳定的；而具有三级或三级以上的放大器则仅在某些情况下才是稳定的。关于获得放大器非周期性行为的种种电路综合方法，许多有关书籍中都有所论述。阿贝尔(Arbel)和巴-戴维(Bar-David)[3.016]描述了在控制技术中经常用到的“根轨迹法”在核脉冲放大器设计中的运用问题[3.017]。弗朗兹[3.144]介绍了多级脉冲反馈放大器的分析方法。

线性　输入讯号和输出讯号之间只能获得近似的线性关系。一个绝对线性的放大器应当具有一个与输出脉冲幅度无关的严格恒定的增益 A_0，但是，实际放大器的增益总是与 $V_{输出}$ 有关，

$$V_{输出}=V_{输入}\cdot A_0\left[1+e_i(V_{输出})\right] \tag{3.18}$$

其中函数 $e_i(V_{输出})$ 表示放大器的积分非线性。与(3.18) 式类似，微分非线性 e_d 可定义为：

$$dV_{输出}=dV_{输入}\cdot A_0\left[1+e_d(V_{输出})\right], \tag{3.19}$$

它描述小脉冲幅度差的畸变。通过对方程(3.18)微分，很容易看出，e_d 总是大于 e_i。放大器的积分非线性会影响脉冲幅度谱中能量座标的刻度(亦即各单个峰的位置)，而其微分非线性则会使分析道宽受到调制(亦即峰形状发生畸变)。

但是，第一个放大级的微分非线性也会影响总的增益，也就是说，如果由于堆积效应，该级的工作点在极宽的电压范围内变动，也会影响增益（参看 3.1.4 节)。

增益 A 之所以会随输出脉冲幅度改变，是由于晶体管的电流放大系数和互导都是集电极实际电流的函数的缘故。所以，为了

获得好的线性，集电极电流应尽可能保持恒定，例如使用较大的集电极负载电阻 R_c；或借助于自举反馈增加动态负载；也可用按恒流连接的互补晶体管作为负载[3.006]。费尔斯坦[3.018]详细地讨论了自举技术。

我们也可用反馈方法使线性得到显著改善。把依赖于幅度的增益 $A=A_0[1+\varepsilon_i(V_{输出})]$ 代入（3.05）式中，就很容易证明这一点：

$$A_f=\frac{A_0(1+\varepsilon_i)}{1+bA_0(1+\varepsilon_i)}$$

$$=\frac{A_0}{1+bA_0}\left(1+\frac{\varepsilon_i}{1+bA_0(1+\varepsilon_i)}\right). \qquad (3.20)$$

因为 $\varepsilon_i \ll 1$，所以非线性减少到原来的$\frac{1}{1+bA_0}$。

3.1.2. 放大器的瞬变响应

级联 RC 微分器　图 3.10 表示一个 RC 耦合放大器的等效电路。在后面的讨论中，我们将用它来计算阶跃电压 $V_0\cdot H(t)$的成形问题[3.019]。为简单起见，假定阻抗去耦级的增益是 1，而且假定所有的时间常数 $R_1C_1=R_2C_2=\cdots=R_nC_n=\tau_c$ 都是相同的。因为一个微分器的转移函数是 $p/(p+1/\tau_c)$，则 n 级放大器的最终响应函数为：

$$F_n(p)=\left(\frac{p}{p+1/\tau_c}\right)^n. \qquad (3.21)$$

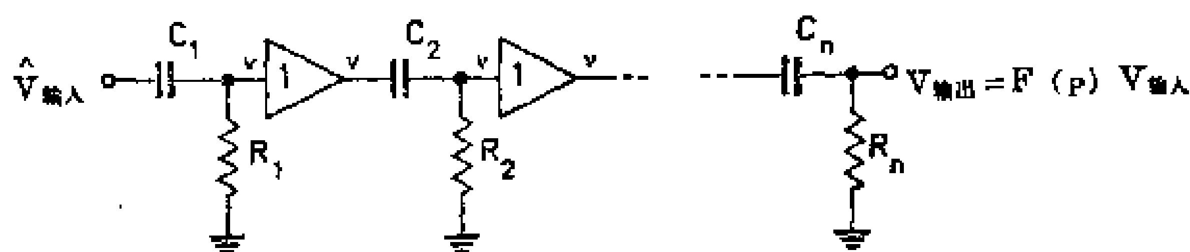


图 3.10　一个 n 级 RC 耦合放大器的等效电路

因有 $V_{输入}(t)=V_0\cdot H(t)$，故 $\hat{V}_{输出}(p)=V_0\cdot F_n(p)/p$；这样我们就得到这个 n 级放大器的瞬变响应：

$$V_{输出}(t)=V_0\xi_n\left(\frac{t}{\tau_c}\right)\cdot H(t)$$

$$=V_0\left[\sum_{\nu=0}^{n-1}\frac{(-1)^\nu}{\nu!}\binom{n-1}{\nu}\left(\frac{t}{\tau_c}\right)^\nu\right]e^{-t/\tau_c}\cdot H(t). \quad (3.22)$$

(3.22)式括号内的项叫做 $n-1$ 阶拉盖尔多项式[3.020]。图 3.11 及图 3.12 分别画出了函数 $\xi_n\left(\frac{t}{\tau_c}\right)$在 $t<\tau_c$ 及 $t>\tau_c$ 两种情况下的图形。

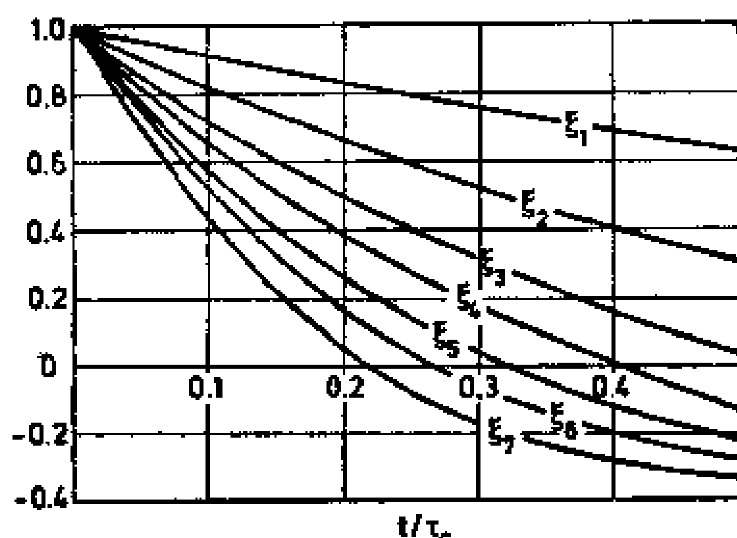


图 3.11　$t<\tau_c$ 时的 $\xi_n(t)$ 函数[3.019]

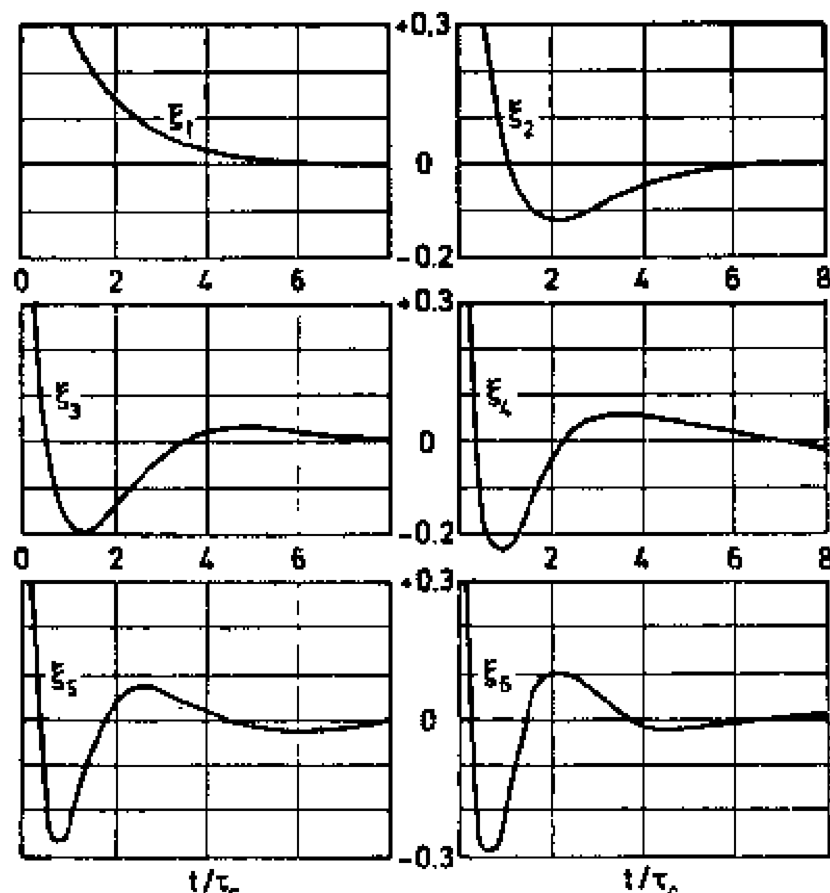


图 3.12　$t>\tau_c$ 时的 $\xi_n(t)$ 函数[3.019]

当 $t \ll \tau_c$ 时，函数 ξ_n 近似为：

$$\xi_n\left(\frac{t}{\tau_c}\right) \approx 1 - n \cdot \frac{t}{\tau_c}. \tag{3.23}$$

于是，加到放大器输入端的阶跃电压的下降畸变正比于级数 n，而反比于耦合时间常数。

由于有了(3.22)中的多项式，故输出电压一般具有瞬时跳动，这是一种围绕零线的阻尼振荡，又称振铃。这种振铃会给高计数率下测量脉冲幅度带来许多困难，因为它会引起堆积效应，从而使脉冲幅度谱发生畸变，这点我们在 3.1.4 节中还要详细讨论。

对窄脉冲的响应　我们可以用一个 δ 函数（图 3.13）来表示宽度为 $t_0 \ll \tau_c$ 的窄电压脉冲：$V_{输入}(t) \approx V_0 \cdot t_0 \cdot \delta(t)$。用 $F_n(p)$ 表征的放大器对于这样一个脉冲响应的拉普拉斯变换式为：

$$\hat{V}_{输出}(p) = V_0 t_0 \left(\frac{p}{p + 1/\tau_c}\right)^n \tag{3.24}$$

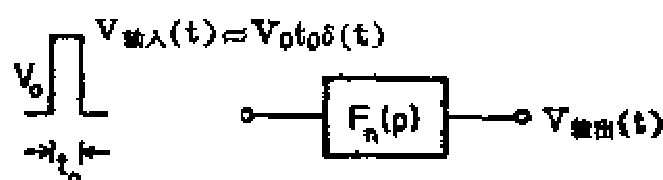


图 3.13　放大器对窄脉冲的响应

把 $\hat{V}_{输出}$ 变换到时间空间，即得：

$$V_{输出}(t) = V_0 t_0 \frac{d}{dt}\left[\xi_n\left(\frac{t}{\tau_c}\right) \cdot H(t)\right] = V_0\left[t_0 \delta(t) + \right.$$

$$\left. + \frac{t_0}{\tau_c} \xi'\left(\frac{t}{\tau_c}\right) H(t)\right], \tag{3.25}$$

这里

$$\xi'\left(\frac{t}{\tau_c}\right) = \frac{d}{d(t/\tau_c)} \xi_n\left(\frac{t}{\tau_c}\right). \tag{3.26}$$

图 3.14 是（3.25）式的图解。从这里可以看出，窄输入脉冲（$t_0 \ll \tau_c$）实际上无畸变地被放大，只是后随着一个正比于 $\frac{t_0}{\tau_c} \cdot \xi'_n\left(\frac{t}{\tau_c}\right)$ 的振铃。把（3.22）式代入到（3.26）式时，即可看出 $\xi'_n(0) = -n$，振铃的最大振幅发生在 $t = 0$，或严格地说，发生在 $t = t_0$ 时刻，幅值等于 $-n \cdot V_0 \frac{t_0}{\tau_c}$。图3.15画出了 $n = 1 \sim 6$ 时 $\xi'_n\left(\frac{t}{\tau_c}\right)$

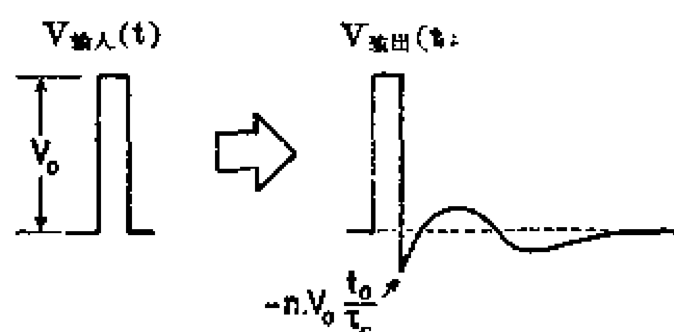


图 3.14　多级放大器对窄脉冲的响应

的精确形状。正如从(3.25)式所能看出的，增加时间常数 τ_c，可使振铃的振幅减小到任意值，但它的任何减少都将使其宽度按同样比例增加。

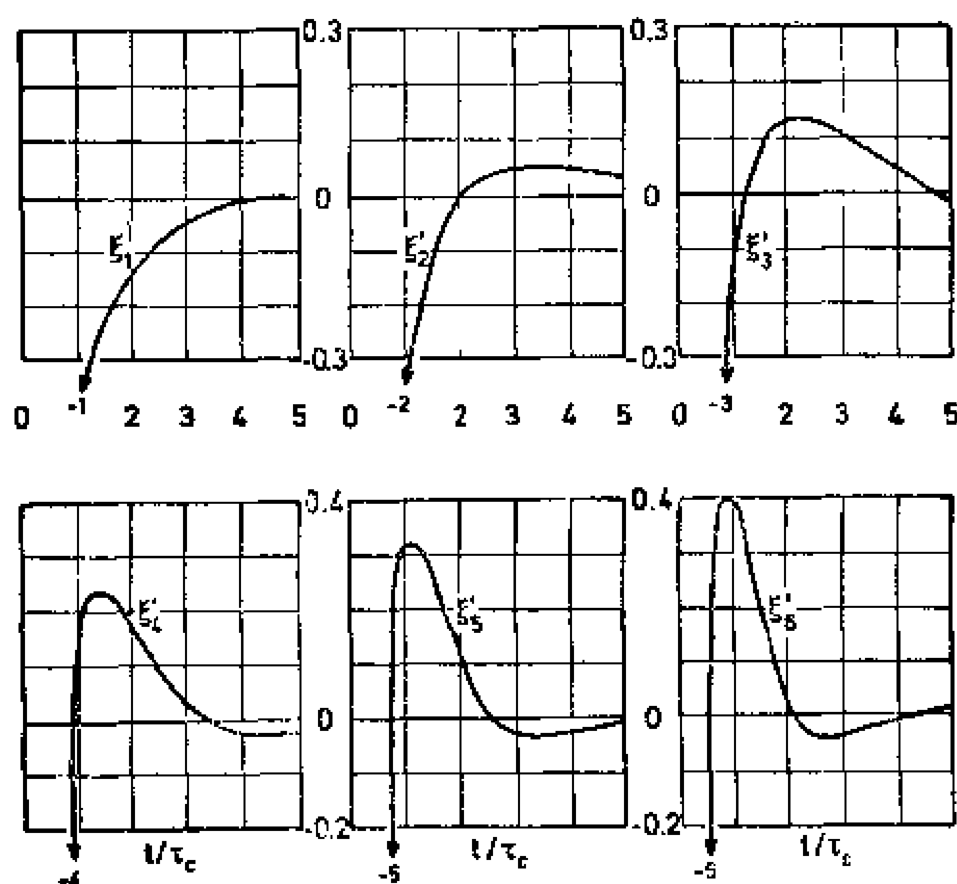


图 3.15　$\xi_n'(t)$函数[3.019]

对窄双极脉冲的响应　前节讨论所得到的特性，都是从 *RC* 耦合放大器不能传送任何直流分量这样一个事实出发的。因此，图 3.14 所表示的所谓单极脉冲 $V_{输入}$，必须成形为在零线上和零线下有同样面积的输出脉冲。为了减少零线位移(甚至在脉冲计数率很高时也是如此)，通常要把脉冲成形为双极脉冲，并加以放大(3.13 节)。因为双极脉冲的直流分量为零。若不要求精确的数学

修正，则图 3.16 所表示的双极输入脉冲形式上可表示为：

$$V_{输入}(t) \approx V_0 t_0^2 \delta'(t), \tag{3.27}$$

其中 $\delta'(t)$是 $\delta(t)$ 的时间导数，因此 $\hat{V}_{输入} \approx V_0 t_0^2 p$，通过类似于(3.24)式的计算，可获得下面的响应：

1. 对于 $t_0 \ll \tau_c$，脉冲无畸变地被传送；

2. 后随的振铃变为 $V_0\left(\frac{t_0}{\tau_c}\right)^2 \xi''_n\left(\frac{t}{\tau_c}\right)$，其中 ξ''_n 是 ξ_n 的二阶导数，ξ''_n 的最大值在 $t=0$ 处，或者严格说来，在 $t=2t_0$ 处，其值为 $\frac{1}{2}n(n+1)$。最大振铃振幅 $V_0\frac{n(n+1)}{2}\left(\frac{t_0}{\tau_c}\right)^2$ 随 $(t_0/\tau_c)^2$ 减少而降低。如若 $\tau_c > 100t_0$，则此振铃通常可以忽略。

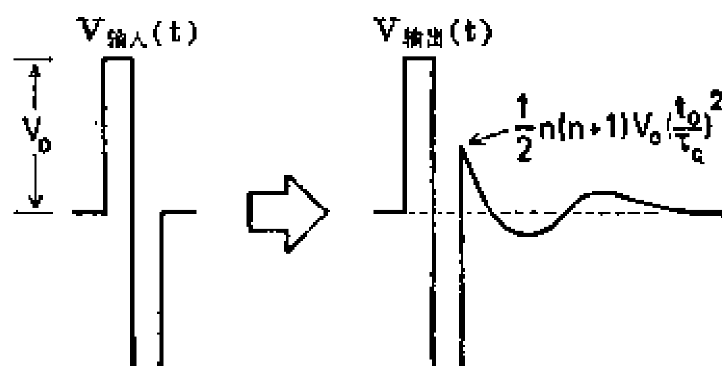


图 3.16　多级放大器对窄双极脉冲的响应

级联积分器　具有积分特性的电路会影响脉冲前沿的形状(图 3.17)。为简单起见，仍假定 $R_1C_1 = R_2C_2 = \cdots\cdots = R_nC_n = \tau_a$。因为单个积分器的响应函数是 $1/(p\tau_a+1)$，故 n 级放大器的总响应函数 $G_n(p)$ 为[3.019]：

$$G_n(p) = \left(\frac{1/\tau_a}{p+1/\tau_a}\right)^n. \tag{3.28}$$

当输入阶跃电压 $V_0 \cdot H(t)$时，我们得到 $\hat{V}_{输出} = V_0 G_n(p)/p$，于是

$$V_{输出}(t) = V_0 \eta_n\left(\frac{t}{\tau_a}\right) H(t)$$

$$= V_0\left[1 - e^{-t/\tau_a}\sum_{\nu=0}^{n-1}\frac{1}{\nu!}\left(\frac{t}{\tau_a}\right)^\nu\right]H(t). \tag{3.29}$$

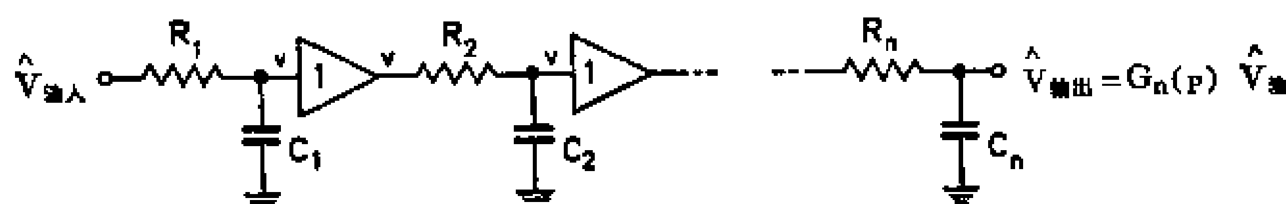


图 3.17　n 级放大器的等效电路(级联积分器)

图 3.18 画出了在 $n=1\sim6$ 的各情况下形状函数 η_n 与 t/τ_a 的函数关系。增加 n 就扩展了上升时间 t_r，t_r 近似地正比于 $\sqrt{n}$。此外，脉冲前沿也被延迟了一段时间，这段时间正比于 $n\cdot\tau_a$。

在一般场合下，用一串积分器来传送一个上升时间为 t_{r0} 的脉冲，如果每个积分器造成的上升时间分别为 t_{r1}, t_{r2}, ……，则根据经验法则，总的上升时间 t_r 为：

$$t_r=\sqrt{t_{r0}^2+t_{r1}^2+t_{r2}^2+\cdots}. \tag{3.30}$$

而总的延迟等于单个延迟的线性相加。

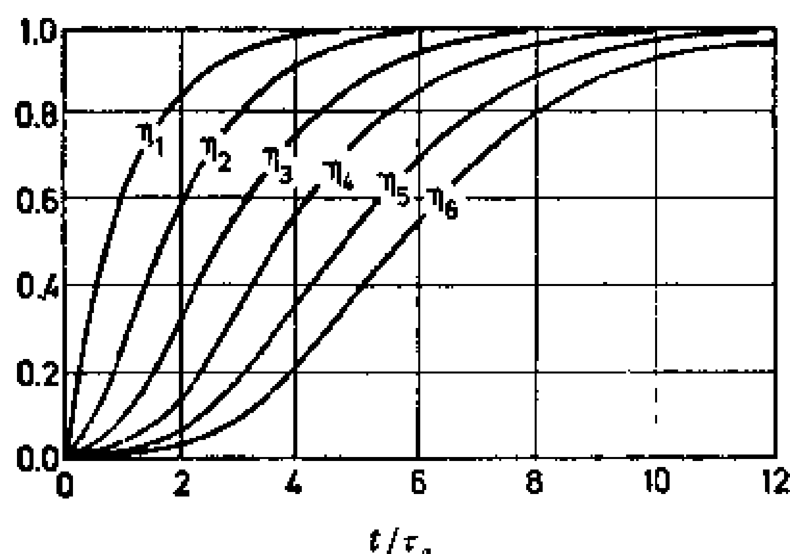


图 3.18　$\eta_n(t)$ 函数[3.019]

实际的时间常数 R_1C_1, R_2C_2, ……可以由该级的负载电阻和寄生电容决定，或者由所用的晶体管的上截止频率决定。晶体管的截止频率(晶体管的一种固有特性)依赖于工作点及周围的条件。因为晶体管不能用简单的积分等效电路来表示，故若把各级的时间常数 τ_a 用一些无源电路元件来表示(亦即用负载电阻和寄生的或特意连上的集电极电容表示)，放大器的设计可以大大

简化。

为了使放大器的参数变化不致引起脉冲形状改变，放大器的响应必须相当快，要比它为了能与所要求的积分时间常数 τ_a 相对应而必须具有的响应快得多才行(参看 3.1.3 节)。无论如何，各别时间常数 τ_a 也会延迟讯号这点是不能忽视的。如果 τ_a 由于某种原因发生了改变，比如说由于使用了衰减器而引起阻抗变化，或者说如果放大器在引入反馈后显著减小了的 τ'_a 由于开环增益 A 改变而发生了变化，则即使脉冲形状能近似地保留而对应的讯号延迟也会发生变化。当讯号被用来进行时间分析时，比如使用过零甄别器时，整个放大器必须设计得足够快。而且预期的延迟变化也应当比要求的分辨时间小才行。

3.1.3. 脉冲成形

通常探测器输出讯号是一个电流脉冲。其时间积分，也就是它的总电荷，正比于能量 ΔE。这种电流脉冲的成形电路必须具有下述特性：

1. 脉冲成形必须适合于对能量作精确分析；
2. 讯号噪声比一定要高；
3. 脉冲宽度应当窄，必须允许有高的脉冲计数率；
4. 有时，也希望能进行精确的时间分析。

最佳脉冲形状　按照费尔斯坦[3-021]的看法，能可靠地触发施密特触发甄别器的最佳脉冲形状如图 3.19a 所示。这种脉冲必须具有平坦的顶部，其宽度至少应能保证甄别器输入电容充电到它的全高度。在触发器翻回到亚稳态之前，脉冲顶部的下降幅度

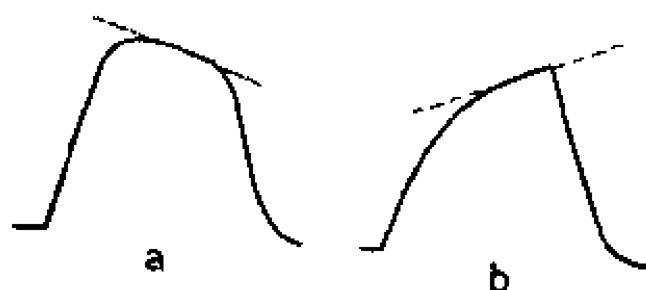


图 3.19a 和 b　最佳脉冲形状[3.021]

必须保持小于滞后电压。这个条件同时也限制了脉冲的最小宽度。此外，在这段期间内，脉冲电压的变化速度必须比这个电路的寄生电容上的电压变化速度慢。只要这些条件满足，即使脉冲幅度只比甄别阈高一点点，甄别器也会可靠地触发。对所有电平甄别器来说，这个特性是一样的[3.007]。

对工作原理基于对某个电容器先充电然后再放电的模拟-数字变换器(参看4.2节)而言，要求脉冲形状应象图3.19*b*所示。脉冲应当是慢慢地达到它的最大值，因为这样才能确保变换器电容充电到脉冲的全高度。而另一方面，脉冲的下降却应当发生得很突然而且很快，以便精确地开始放电过程。

电流型和电压型放大器　如果希望脉冲幅度与能量ΔE成正比，则无论实际脉冲形状如何，探测器的电流脉冲都必须加以积分。

积分可按两种不同方式进行：

1. 通过直接连在探测器输出端的*RC*电路对电流脉冲进行积分，所得电压讯号再进一步被放大，这称为电压型工作方式。

2. 电流脉冲先放大后积分，积分是在最后几个放大级中的某一级完成，这称为电流型工作方式。

两种放大器工作方式都概略地表示在图3.20中。

在电流型工作中，前置放大器的输入阻抗一般很低，于是，因寄生电容造成的输入时间常数也较小或者至少与电流脉冲的宽度

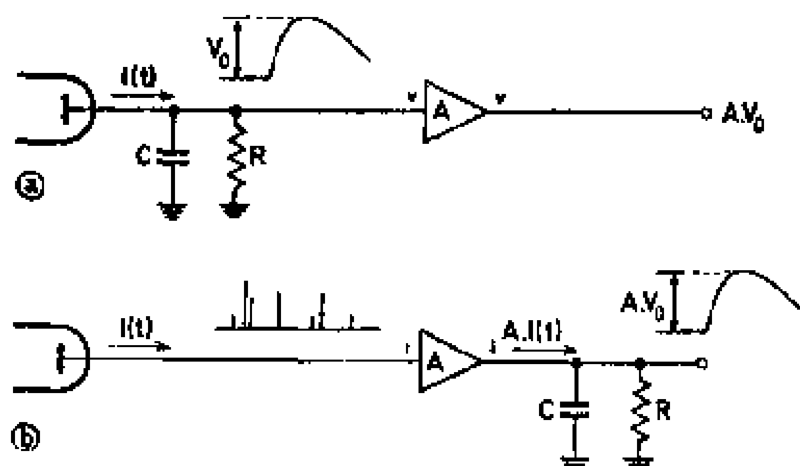


图3.20*a*和*b*　电压型(上图)和电流型(下图)放大器的工作方式

同数量级(如在闪烁计数器中应当$\approx\tau_{发光}$)。因此，在一级近似下，可以认为在放大过程中探测器电流脉冲的形状保持不变。脉冲仍然很窄，约为10毫微秒，与实际使用的探测器有关。因此脉冲计数率可以很高。对这种快脉冲，可以进行各种快速选择处理(符合，去除不想要的事件)，而只把选中事件积分成慢的电压脉冲。显然，采用这种方法将会大大减少总和效应(3.1.4节)。

必须指出，电流型工作的特点只是保留探测器电流脉冲的形状，而不在于电流放大。这种放大本身也能用电压放大器来实现。所以，我们也可以先把从光电倍增管输出的电流脉冲用一个小电阻R_0(同轴电缆的终端负载等)转换成电压脉冲，然后再用快电压放大器放大$V(t)=R_0\cdot I(t)$这样一个电压脉冲。反之，用电流放大器进行电压型放大也是可行的，只需用一个适当的电阻把已积分的电压脉冲转换成电流脉冲即可。因此，只是从电流放大或电压放大这点看，电流型放大和电压型放大这些词才有不同的含义。

有关电流型放大的技术细节，阿贝尔的文章[3.015,3.043]作了比较详细的描述。

我们常用电压型放大方式来代替电流型放大方式，原因只有一个：积分了的讯号，即使在前置放大器中，也具有约1微秒的"宏观"宽度；制作放大这种脉冲用的放大器比制作毫微秒脉冲放大器困难要小。只是近年来才出现了第一批电流放大器，而甚至在今天(1969年)，大多数放大装置仍按电压型放大工作。鉴于这种情况，我们现在对电压型放大技术的掌握也比电流型的要好得多。因此，下面我们将按电压型放大来讨论讯号成形和讯号放大的一般原理。

单个微分器　原则上，在探测器输出端接上一个积分时间常数很小的RC电路(图3.20)，就能够限定脉冲的宽度。如果希望得到单极性的脉冲，放大器中所有耦合网络的时间常数τ_c必须满足$\tau_c\gg RC$，或者按3.1.2节所说，放大器必须直流耦合。在这种情况下，所有的噪声(主要产生在RC电路之后)都会被放大，而且比起RC成形讯号脉冲来有小得多的频率极限，这对讯号噪声比是很不利的。

可见，我们必须在放大级 A_1 之后引入窄脉冲成形时间常数$\tau_{微分}$，而且必须选择$RC \gg \tau_{微分}$(图 3.21)。b 点所能容许的噪声电平决定了 A_1 必须的增益。因为脉冲的最大容许计数率是由 $\tau_{微分}$ 所决定的，a 点的相当宽的脉冲就严重地叠加起来了，形成人们熟知的堆积电压图形。在图 3.21 中，即使 A_1 和 A_2 是直流耦合电路，但由于 a 点的电压"阶跃"本身就在随时间常数 RC 指数地下降，所以也得不到纯粹的单极脉冲，而含有与 $\tau_{微分}/RC$ 成正比的相对下冲。

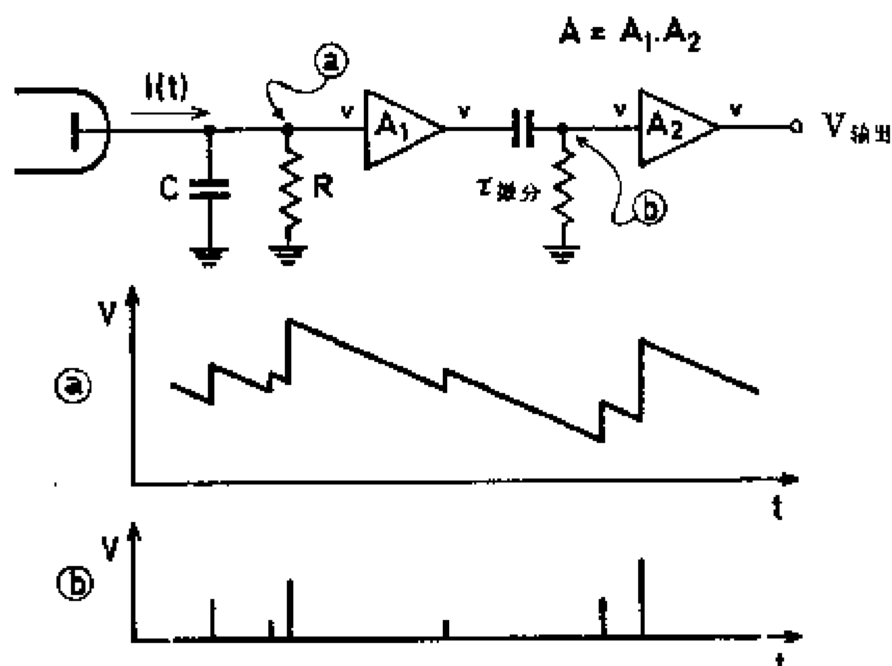


图 3.21 a 和 b　有单个微分器的放大器

由一次微分形成的脉冲形状为 $V_0 e^{-t/\tau_{微分}} \cdot H(t)$，有一尖锐的最大值。从脉冲辐度分析和讯号噪声比两个角度看，这是很不利的；关于讯噪比，我们在后面还要详细讨论。因此，脉冲前沿还需经历时间常数为 $\tau_{积分}$ 的一次或多次积分，选择 $\tau_{积分}=\tau_{微分}$，可获得最好的讯噪比，所得脉冲形状如图 3.22 所示。从图中可以看出，多次积分实际上可获得幅度更低而形状更对称的脉冲。

具有电感补偿的RC微分器也可用来微分阶跃电压，如图3.23所示。从图中我们可以清楚地看到电感 $L=R^2C/4$ 对脉冲顶部的拉平作用，特别在 $n=0$ 时更明显。n 越大，脉冲变得越高，同时也变得比没有 L 时更窄。费尔斯坦和哈恩[3.008]报道说，具有电感补偿的 RCL 微分器(图 3.23)的响应函数 $p(p+4/\tau)/(p+2/\tau)^2$，

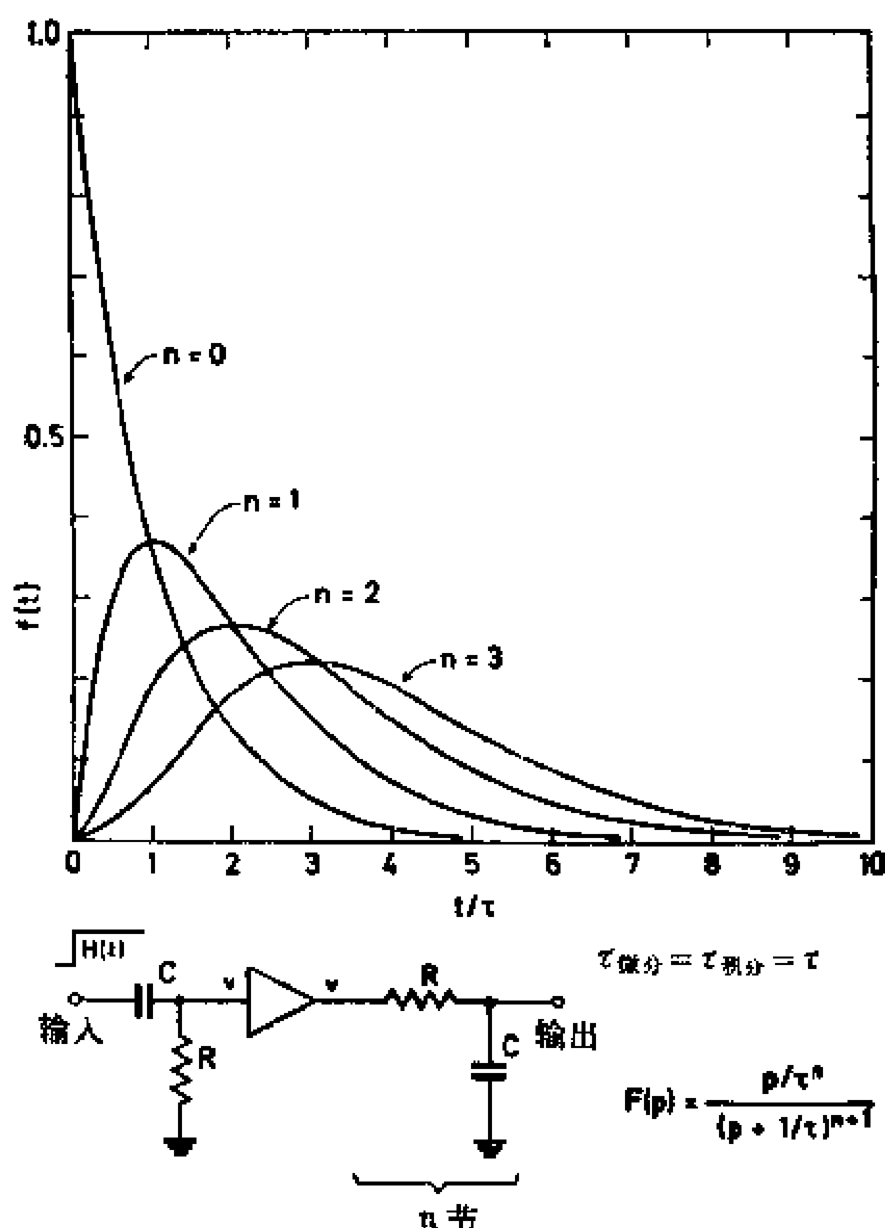


图 3.22　通过一个微分器和 n 个积分器成形的脉冲形状[3.022]

与在一个运算放大器的反馈回路中只含有电阻和电容的有源网络的响应函数完全一样(见图 3.24)。

如果我们按照图 3.25 所示,使用一个具有双重积分特性的临界阻尼 RCL 电路,则 n 重积分所需的无源网络可减少一半[3.008,3.016]。此积分器接收电流讯号,所以电压脉冲需先变换成电流脉冲后再进行积分。在图 3.25 中,不论变换系数 $1/R$ 取何值,左右电路都能分别获得相同的响应函数。

延迟线脉冲成形　除 RC 或 RCL 微分器外,延迟线也可用来确定脉冲的宽度,其工作原理表示于图 3.26。电路 C 的工作很容

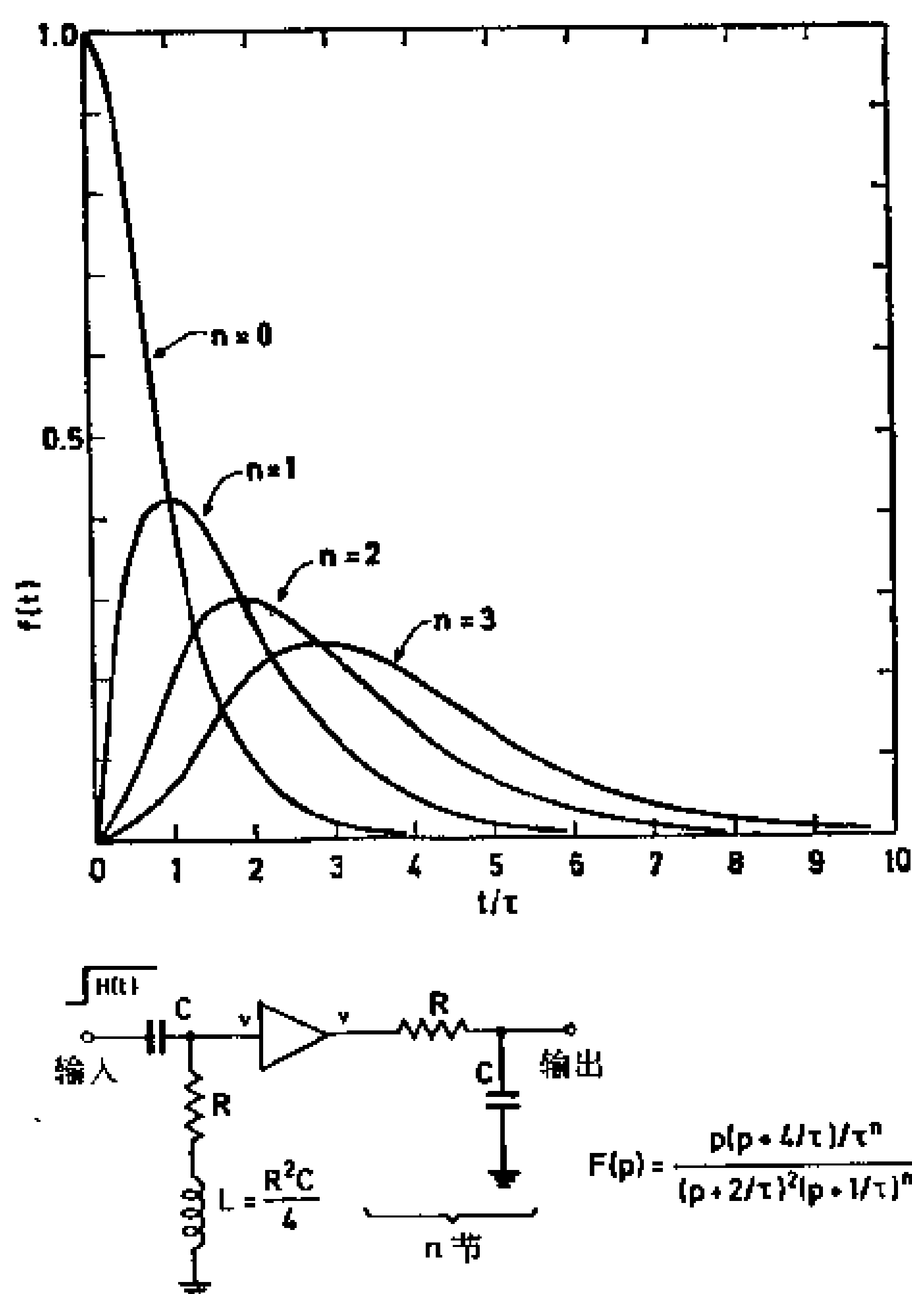


图 3.23 由一个电感补偿微分器和 n 个积分器成形的脉冲形状[3.022]

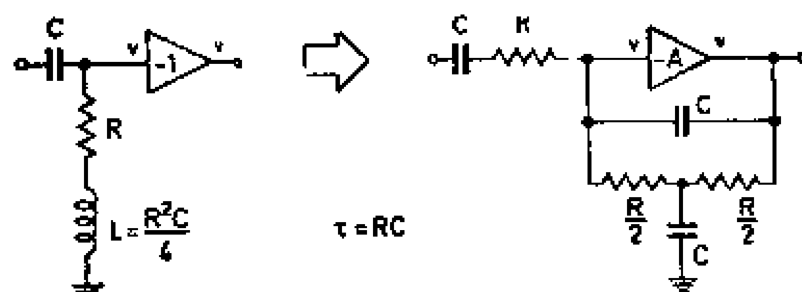


图 3.24 靠一个有源网络[3.003]来获得与电感补偿微分器同样的响应函数 $F(p)=p(p+4/\tau)/(p+2/\tau)^2$

（假定放大器的增益是无限的）

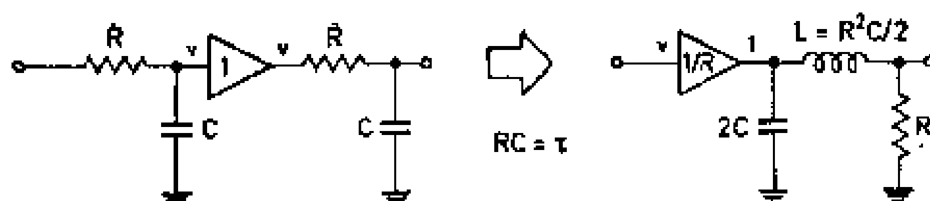


图 3.25 用单个无源网络[3.008,3.015]来获得与两个积分器一样的响应函数 $F(p)=\left(\frac{1/\tau}{p+1/\tau}\right)^2$

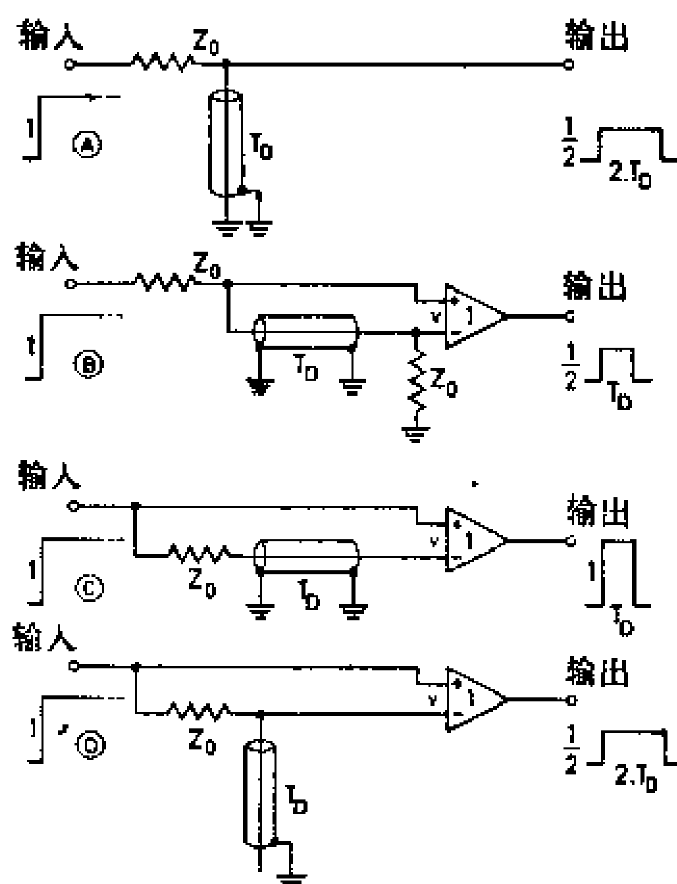


图 3.26 $A\sim D$ 延迟线脉冲成形

易说明：阶跃电压直接加到差分放大器的不反相输入端，而且通过延迟时间为 T_D 的延迟线加到反相输入端，于是原来的输入讯号与延迟了 T_D 的讯号之差就构成了放大器的输出讯号。其它电路与 C 不同之处主要在于形成这两个讯号之差的方式不同。电路 A 及 D 利用了电缆终端短路或开路的反射作用，所以延迟时间等于电缆长度的两倍：$2T_D$。如果电缆只用作传输（B 场合），则两端可适当匹配，以减少不需要的反射。这在不得不使用低质量的延迟线时是特别有用的[3.023,3.024]。哈恩和吉拉戈森(Guiragossian)[3.025]

介绍了另外一种电路，在这种电路里，他们把终端匹配的延迟线接到电流电桥某个分支的两端。

费尔斯坦[3.022,3.026,3.027]详尽地讨论了延迟线脉冲成形问题以及图3.26A的电路中为防备寄生影响所采取的实验性措施。

实际使用的延迟电缆并不具有理想的特性。由于存在各种终端效应，输出脉冲出现振铃，又由于短路延迟线实际上具有一定的欧姆电阻，所以出现脉冲台座（图3.27）。使用适当的补偿网络可以减少振铃。此外，如果我们在$2T_D$期间内使输入脉冲后沿的降低正好与电缆电阻造成的电压上升相抵消，则脉冲台座也可消除。适当调节时间常数RC，可以获得我们所需要的下降[3.028]。

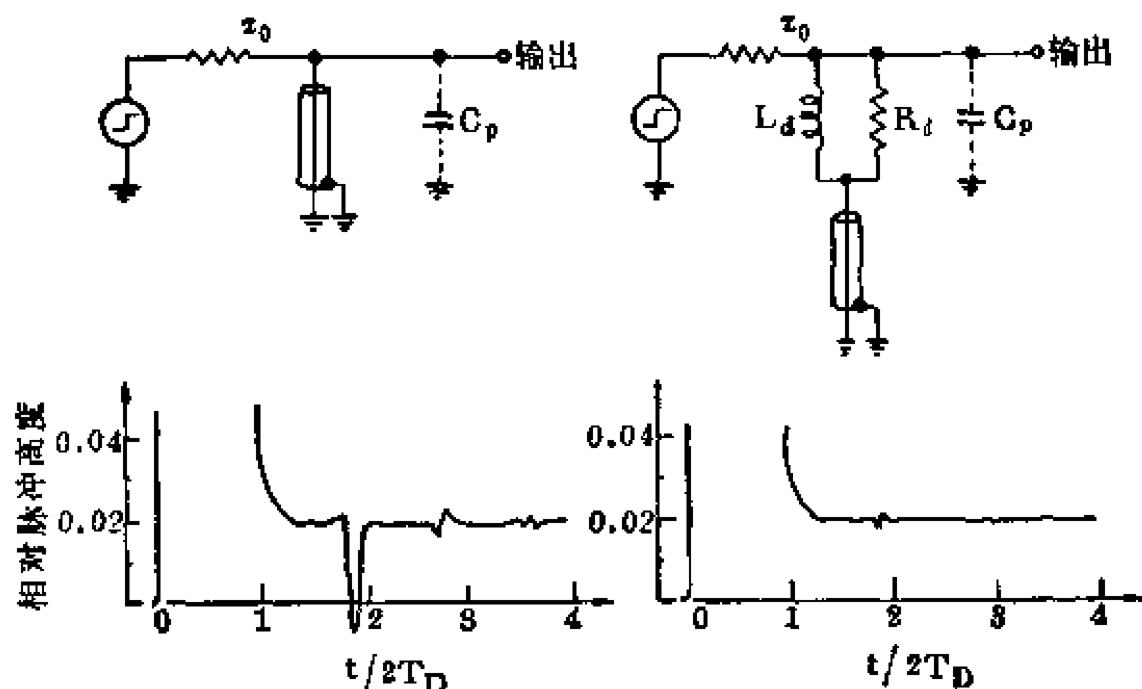


图 3.27　用补偿网络减小延迟线微分器的振铃[3.022]

延迟线微分脉冲在积分时，是保持方形还是变成三角形，要看积分器的时间常数是比脉冲宽度小（$\tau_{积分} \leq T_D/5$）还是相差不多（图3.28）。方脉冲具有平坦的顶部，尽管它的讯号噪声比并不最佳，但对电平甄别器倒是很合适的。三角形脉冲讯噪比很高，但它只适用于以电容器充电为基础的模拟-数字变换器

用零极点补偿方法使脉冲成形　上面已经指出，用短时间常数$\tau_{微分}$对阶跃电压进行一次微分总会造成下冲，这是因为由探测

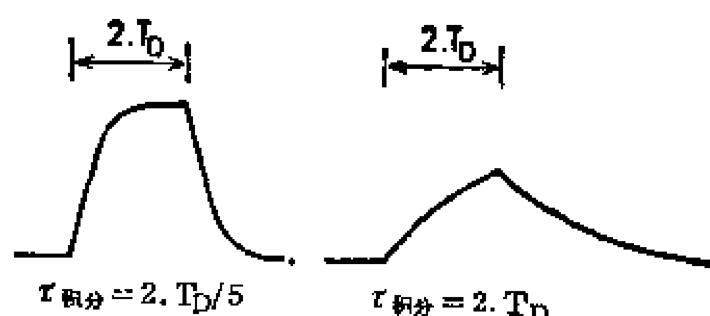


图 3.28　用单个延迟线微分器和单个积分器形成的脉冲形状

器电流脉冲的积分 $V_0e^{-t/RC}\cdot H(t)$ 形成的输入脉冲的"阶跃"本身就在下降的缘故。这个下冲即使不打乱放大器的正常工作，也会在放大器被很大幅度的脉冲所过载时造成困难(将在 3.1.5 节中讨论)。诺林(Nowlin)及布兰肯希普(Blankenship)[3.028,3.029]描述了使用(控制工程中有名的)零极点补偿技术综合脉冲形状的方法。其原理很简单，输入函数 $V_0e^{-t/RC}\cdot H(t)$对应的拉普拉斯变换式为:

$$\hat{V}_{输入}=V_0\frac{1}{p+1/RC}. \qquad (3.31)$$

一个微分器的响应函数是 $F(p)=p/(p+1/\tau_{微分})$。于是其输出电压为:

$$\hat{V}_{输出}=\hat{V}_{输入}\cdot F(p)=V_0\frac{p}{(p+1/RC)(p+1/\tau_{微分})}. \qquad (3.32)$$

因为有两个极点，(3.32)式不能与简单的指数函数对应。但如果微分器有一个如下的响应函数:

$$F^*(p)=\frac{p+1/RC}{p+1/\tau_{微分}}, \qquad (3.33)$$

则输出电压变为:

$$\hat{V}^*_{输出}=\hat{V}_{输入}F^*(p)=V_0\frac{(p+1/RC)}{(p+1/RC)(p+1/\tau_{微分})}$$

$$=V_0\frac{1}{p+1/\tau_{微分}}. \qquad (3.34)$$

由于分子和分母中的$(p+1/RC)$项彼此相消，$V^*_{输出}$遂变成无下冲的时间常数为 $\tau_{微分}$ 的简单指数函数。这样，问题就简化为按(3.33)

式找一个具有 $F^*(p)$响应函数的网络。很容易看出，图 3.29 所示电路的响应函数为：

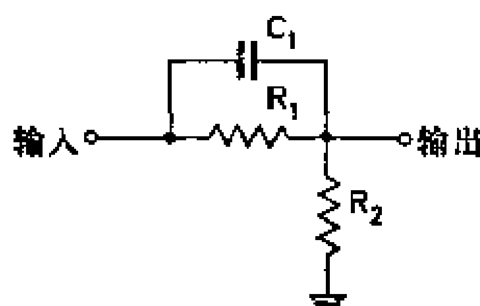


图 3.29 经零极点方法补偿的微分器

[具有响应函数 $F^*(p)=\frac{p+1/R_1C_1}{p+1/(R_1/\!/R_2)\cdot C_1}$，其中 $R_1/\!/R_2=R_1R_2/(R_1+R_2)$]

$$F^*(p)=\frac{p+1/R_1C_1}{p+1/(R_1/\!/R_2)C_1}. \qquad (3.35)$$

如果 $\tau_{微分}<RC$，两个方程组 $R_1C_1=RC$ 和$(R_1/\!/R_2)\cdot C_1=\tau_{微分}$ 可以求解。

这种设计原则通常是先规定脉冲应具有的形状，算出它的拉普拉斯变换式，再根据它所需的精确度，用一个多项式分式逼近它。最后按这个表达式综合出某个网络。这个方法也可以用来形成形状比简单指数尾部更为复杂的脉冲。布兰肯希普和诺林[3.030]用这个方法综合出如图 3.30 所示的网络，得到的脉冲具有非常对称的形状，确实是单极性的，没有任何下冲，而且有高的讯号噪声比。所得脉冲形状画于图 3.31 中。甚至在过载达 500 倍的情况下，也看不出下冲。

斯特劳斯(Strauss) 等人[3.145] 介绍了全部采用零极点补偿技术的放大系统。

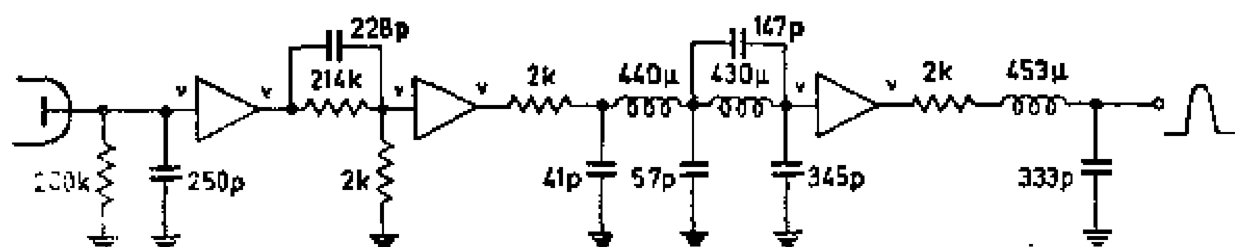


图 3.30 用于形成宽度约为 1.9 微秒的单极脉冲的成形网络[3.030]

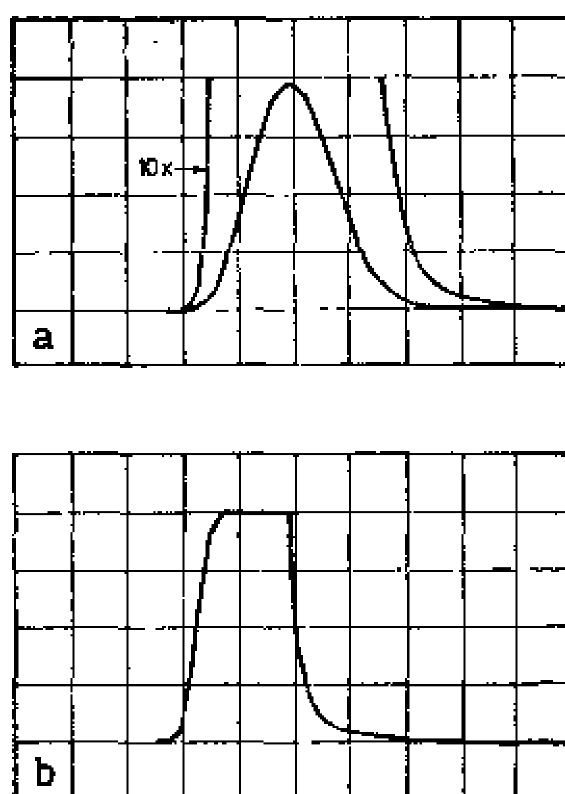


图 3.31 *a* 和 *b*　由图 3.30网络得到的脉冲形状

a）未经放大和经 10 倍放大的不过载脉冲，2 微秒/格；

b）500 倍过载的脉冲，5 微秒/格。

两次微分　通常，不可能从探测器到甄别器或者直到 *ADC* 输入端都保持直流耦合。任何由电容器组成的交流耦合，不论其时间常数如何，都会造成与脉冲计数率有关的基线位移。因为这样才能使脉冲在基线上下的两部分面积相等。不过正如 3.1.2 节中已指出过的，对双极脉冲序列而言，只要耦合时间常数 τ_c 足够大，它就可以传送过去，而不致引起基线显著位移。

在双极脉冲之后的上冲的宽度用 τ_c 来表征，其幅度为$\left(\frac{t_0}{\tau_c}\right)^2$，这里 t_0 表示脉冲宽度。于是单个脉冲对上冲堆积的贡献将正比于 $1/\tau_c$。如果使 τ_c 很大，例如 10 毫秒或更大，则基线的位移可以减少。

但是，单就上冲而言，电流积分时间常数 *RC*（图 3.21）起着与 τ_c 相同的作用。由于 *RC* 的大小受前置放大器中所能容许的脉冲堆积程度的限制，所以如果必要的话，用一个对极点 $-1/RC$ 进行补偿的网络就可以实现第一次微分（参看图 3.29）。

对探测器的积分电流脉冲进行两次微分就可以形成双极脉冲

(图 3.32)。采用两个 RC 电路，或者两个临界阻尼 RCL 电路，或者象图 3.30 所表示的那些特殊网络或者两个延迟线微分器，都可实现两次微分。在图 3.33 及图 3.34 中总结了用前两种方法得到的脉冲形状。

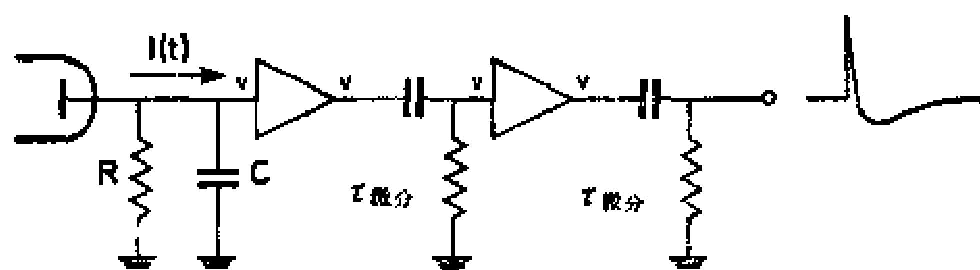


图 3.32　有两个微分器的放大器

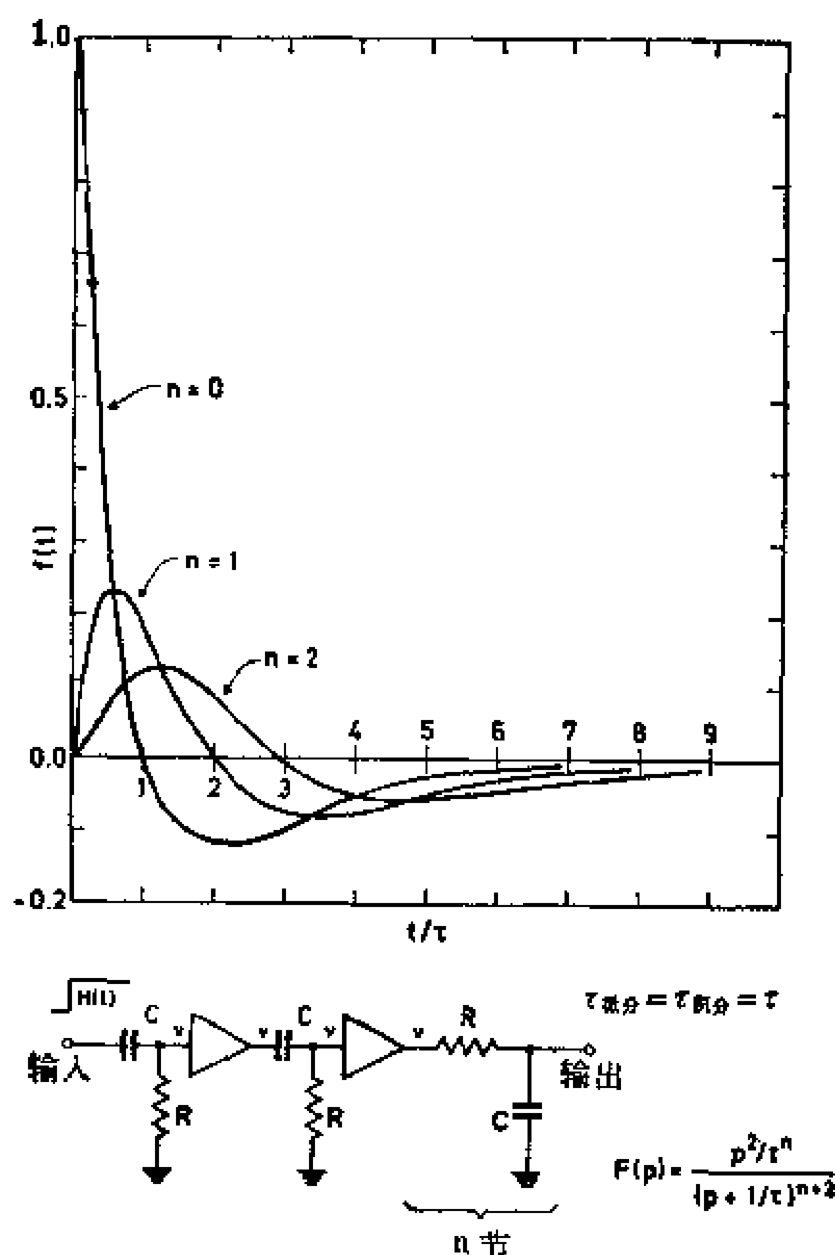


图 3.33　用两个 RC 微分器和 n 个积分器成形的脉冲形状[3.022]

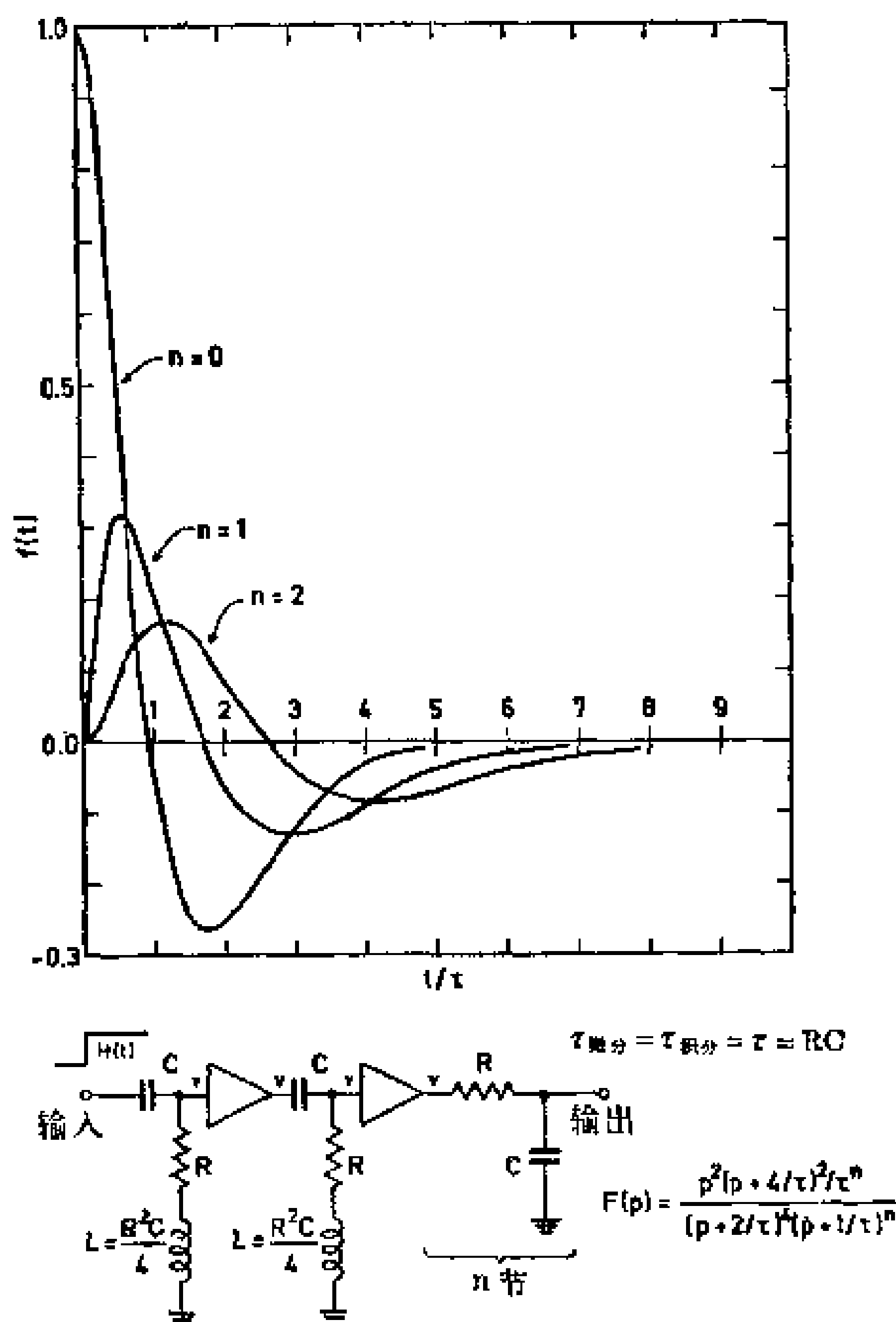


图 3.34　用两个电感补偿的微分器和 n 个积分器成形的脉冲形状[3.033]

双极脉冲的过零点还可提供别的用途。由于脉冲有一定的上升时间，当用它的前沿去触发一个电平不为零的甄别器时，甄别器的被触发时间相对于释放事件有一段延迟。这个延迟是实际脉冲幅度的函数。过零甄别器总是等到脉冲通过过零点时才翻转，所以能得到与脉冲幅度无关的同样时间延迟，当然先决条件是假定过零点与幅度无关，而只决定于放大器时间常数。如果能确保放大器中的所有时间常数都很稳定，则过零点的时间跳动会小于 1%。在更有利的情况下，甚至可小于脉冲宽度的 0.1%[3.030]。

图 3.33 及图 3.34 中的双极脉冲是很不对称的，与原来的脉冲相比，负下冲变得更小而更宽。多次积分可改善其对称性，但这样的脉冲形状仍然远非最佳。按图 3.35 使用两次延迟线微分可以得到形状很对称的脉冲。如果积分时间常数 $\tau_{积分}$ 较小，则所得脉冲形状近似为方形，上下两部分有同样的幅度。

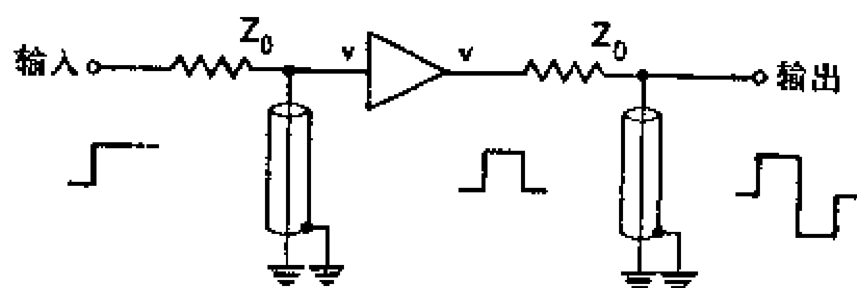


图 3.35　两次延迟线脉冲成形

从要求讯号噪声比高的角度来看，用两次延迟线脉冲成形并不合适。但对于给定顶部宽度的脉冲，它能给出最窄的讯号，因而脉冲计数率可以很高，所以实际上这种电路经常被采用。然而，如果与新近的高分辨率的半导体探测器配合使用，它的低劣的噪声特性就变得不能容许。关于两次微分的技术，还可以参看文献[3.016, 3.024～3.026, 3.031～3.034]。

戈兹沃西[3.035]还介绍了一种用单根延迟电缆实现二次微分的很有意思的方法(见图 3.36)。此时，讯号从端接有特性阻抗 Z_0 的电缆的外层导体中取出。延迟线的一端被与其相连的放大器的零输出阻抗短路，而另一端则是开路的。戈尼(Gorni)[3.147]报道了用单根延迟线和有源网络来形成双极脉冲的另一种方法。

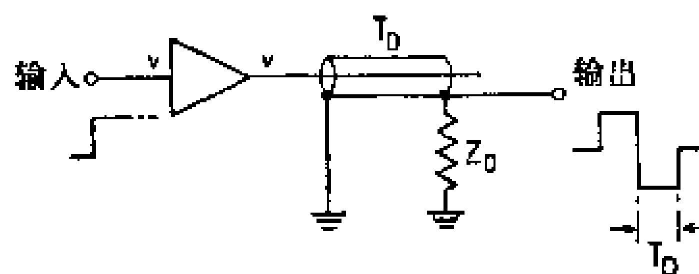


图 3.36　用单根延迟线作成的两次延迟线微分器[3.035]

如果单极脉冲是高度对称的，即如果它的前后沿有相同的最大陡度，则从单极脉冲的数学微分也能获得对称的双极脉冲[3.030]。所以只需将具有 $p\cdot\tau_{特征}\cdot F(p)$ 响应函数的网络去替换具有 $F(p)$ 响应函数的脉冲成形网络即可。常数 $\tau_{特征}$ 是单极性脉冲的特征时间，它只影响时间刻度。如果单极脉冲用 $f\left(\frac{t}{\tau_{特征}}\right)$ 描写，则新的网络就给出 $\frac{d}{d(t/\tau_{特征})}f(t/\tau_{特征})$。图 3.30 电路经重新安排也可给出双极脉冲，如图 3.37 所示。其下冲幅度为原来脉冲幅度的 99.4%。

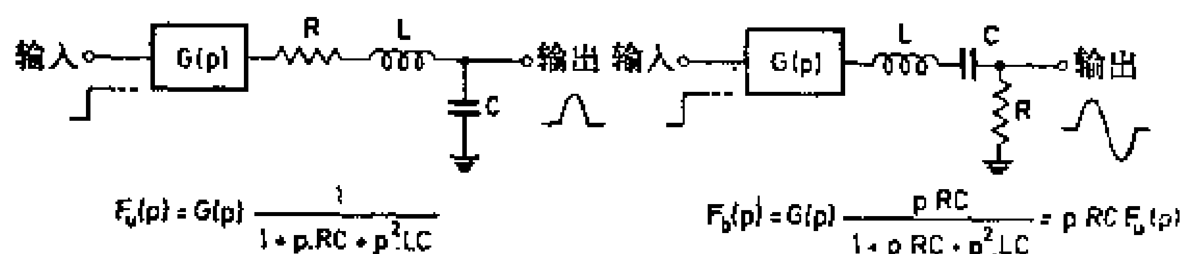


图 3.37 用对单极脉冲进行数学微分方法成形的双极脉冲[3.030]

噪声 根据附录 8.2 节，等效噪声电荷依赖于脉冲成形网络。每个网络所特有的最佳时间常数决定于它的并联噪声与串联噪声之比。在取最佳时间常数的情况下，并联噪声和串联噪声的贡献相等，而总的噪声为最小。

可以证明[3.036]，存在一个最佳的脉冲形状，它可使等效噪声电荷达到理论最小值。图 3.38 总结了用不同脉冲成形网络所获得的相对噪声电荷 $Q_{N,相对}$，并把在理论最佳形状即所谓尖头脉冲的情况下所获得的值归一化为 1。噪声值是在假定每个特定网络都具有最佳时间常数下算得的（也就是假定并联噪声和串联噪声的电平相同而算得的）。关于 Q_N 的计算问题，可参看附录 8.2 节及文献[3.039～3.041]。

严格的尖头形和高斯形这两种脉冲形状在实验上是不能实现的（关于尖头形脉冲形状的近似方法可参看文献[3.155, 3.161]）。据诺林等人[3.038]介绍，对二次延迟线微分脉冲进行运算积分，可获得比较精确的三角形脉冲。对于带有模拟-数字变换器（以电容器充电为基础）的高分辨率谱仪，这种三角形脉冲是相当合适的。在单个微分器和单个积分器具有相同的时间常数的情况下，Q_N 只

脉冲形状	函数	网络	$Q_{N相对}$
"尖头"	$e^{\frac{t}{\tau}}H(-t)+e^{-\frac{t}{\tau}}H(t)$	不能精确实现，近似法参看文献[3.037]	1.00
"三角形"	$\left(1+\frac{t}{\tau}\right)[H(t+\tau)-H(t)]+\left(1-\frac{t}{\tau}\right)[H(t)-H(t-\tau)]$	通过对 DL 成形的双极矩形脉冲进行积分来实现[3.038]	1.08
高斯	$e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2}$	不能精确实现在 $n\to\infty$ 时的渐近脉冲形状	1.12
	$\left(\frac{t}{\tau}\right)^n e^{-\frac{t}{\tau}}H(t)$	单个 RC 微分器，n 个 RC 积分器 $n=1$ $n=2$ $n=3$ $n=4$ $n=5$	1.36 1.22 1.18 1.17 1.16
	$\left[\frac{t}{\tau}-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right]e^{-\frac{t}{\tau}}H(t)$	两个 RC 微分器，单个 RC 积分器	1.88
		单极脉冲，图 3.30 网络[3.030]	1.14
		双极脉冲，图 3.37 网络[3.030]	1.78
$2T_D$	$\left(1-e^{-\frac{t}{\tau}}\right)H(t)-\left(1-e^{-\frac{t-2T_D}{\tau}}\right)H(t-2T_D)$	单个 DL 微分器，单个 $RC=\tau$ 积分器 $2T_D=\tau$ $2T_D=5\tau$	1.10 1.41
	$\left(1-e^{-\frac{t}{\tau}}\right)H(t)-2\left(1-e^{-\frac{t-2T_D}{\tau}}\right)H(t-2T_D)+\left(1-e^{-\frac{t-4T_D}{\tau}}\right)H(t-4T_D)$	两个 DL 微分器，单个 $RC=\tau$ 积分器 $2T_D=\tau$ $2T_D=5\tau$	1.38 2.15

图 3.38　各种脉冲成形网络的相对噪声电荷

比理论最小值高 36%。把积分次数增加到四次，Q_N 还会大大降低，但是积分超过四次就不值得了（$n\to\infty$ 得到 $Q_{N,相对}=1.12$）。与图 3.30 网络对应的脉冲形状能得到较小的 Q_N，经一次延迟线微分和经高度积分（$2T_D\approx\tau_{积分}$）的脉冲也可获得较小的 Q_N。

双极脉冲由于在第二次微分中讯号幅度有损失，所以 Q_N 很高。几乎没有经过积分（$2T_D/5\geqslant\tau_{积分}$）的二次延迟线微分脉冲（以前经常用到的）对 Q_N 格外不利，因此不能用在高分辨率的半导体探测器谱仪中。

延迟线微分器中噪声增加的原因可定性地解释如下[3.009,3.042]：在延迟线微分器中，输出脉冲是两个相互延迟的输入讯号之差。由于两个输入讯号的噪声是不相关的，所以各高频$\left(f>\frac{1}{2}T_D\right)$噪声分量按平方相加，原始噪声即增加了$\sqrt{2}$倍。布莱洛克[3.034]介绍了另外一些电路，在这些电路中，这个效应能够减少甚至消除。把延迟线通过一个常闭线性门连到输入端，仅当需要延迟线延迟讯号时，此门才打开。于是除了包含在阶跃输入电压顶部的噪声以外，不会有另外的电缆噪声混入，延迟电缆就是无噪声的了。双极脉冲的讯号噪声比，还可通过幅度测量方法来改善（比如测量讯号正负两部分的幅度[3.149]，或者测量峰与峰之间的幅度[3.148]）。此外，这种测量还可以起恢复基线的作用。

随着实际占优势的噪声分量的不同（并联噪声为主还是串联噪声为主），每个脉冲成形网络还需要有另一个最佳时间常数，也就是另一个最佳脉冲宽度。换句话说，对于某特定的噪声条件及我们希望得到的某脉冲宽度，存在一个特定的最佳脉冲成形网络。为此，现代的放大器都必须做得使成形网络时间常数乃至成形网络很容易改变。

近来有很多科学工作者[3.150~3.161]讨论了在噪声存在的情况下，为便于精确测量脉冲幅度的最佳脉冲形状。伯托莱辛尼(Bertolaccini)[3.152]等人证实，没有任何非线性成形网络能够获得比最佳线性成形网络更好的讯号噪声比。他们还分析了对于统计分布脉冲系列而不是单个脉冲系列的最佳滤波器综合方法。康拉德(Konrad)等人[3.153,3.157,3.158,3.160]讨论了用时变式滤波器进行讯号处理的问题。戈兹沃西[3.166]和伯托莱辛尼等人[3.155]认为，不用简单微分和积分的方法而用脉冲取样方法，可以改善脉冲成形技术，特别在高计数率测量时更是如此。根据雷德卡等人[3.159]的看法，进行幅度测量的最好方法是用一个与时间有关的滤波器来测定这个讯号。此滤波器的作用是以最小二乘方误差准则“计权”所观察的讯号。德威特(Dewit)等人[3.161]用抽头延迟线和加法器所组成的匹配滤波器，近似地形成了尖头脉冲。

戈兹沃西[3.163]建议用电压脉冲面积积分的方法代替幅度测量的方法来改善放大器的线性。至于面积积分技术，可参看文献[3.164]。

3.1.4. 总和效应

由于相继脉冲之间时间间隔的随机性，如果脉冲计数率 r 和脉冲宽度二者的乘积相对于1不可忽略，则通常会出现两个或两个以上脉冲重叠的现象。在电压型放大器中，这种重叠效应将以两种不同的方式对讯号产生影响。

在第一次微分之前，讯号具有 $V_0e^{-t/RC}H(t)$ 的形状。其中 RC 很大，而 $RC\cdot r$ 相对于1不可忽略，所以电压讯号呈现熟知的堆积形状，如图3.21a所示。电压 $V(t)$ 围绕平均值 V_0rRC 上下起伏。其均方根偏差 σ_v 为[3.044]:

$$\sigma_v^2=r\int_{-\infty}^{+\infty}|V_0e^{-t/RC}H(t)|^2dt. \qquad (3.36)$$

这就是所谓的坎贝尔(Campbell)定理，它也适用于与 $V_0e^{-t/RC}H(t)$ 不同的脉冲形状。计算(3.36)式得到:

$$\sigma_v=V_0\sqrt{\frac{1}{2}r\cdot RC}. \qquad (3.37)$$

以典型值 $RC\approx200$ 微秒和 $r\approx5\times10^4$ 计数/秒为例，则 $r\cdot RC\approx10$；此时，平均堆积电压为单个脉冲幅度 V_0 的10倍，σ_v 约为 $2.2V_0$。

处在第一次微分之前的放大器各级的线性工作范围必须相当宽，而且它们的微分线性也必须足够好，以免因脉冲计数率改变而引起增益变化。否则相应于 σ_v 的增益调制将附加在噪声上，给能量分辨率造成不良影响。

然而，费拉里(Ferrari)等人[3.146]证实，这种计数率的限制，在前置放大器中是没有的，只是在带有成形网络的放大器系统中才有。

在放大器输出端，亦即在脉冲成形完毕之后，脉冲宽度无疑要比 $1/r$ 小，所以连两个脉冲叠加的现象也是少见的。但是，每个脉冲的下冲、振铃等，会扰乱后继脉冲的基线 V_x(图3.39)。因为大多数甄别器或模拟-数字变换器都是测量脉冲相对于地的幅度，故

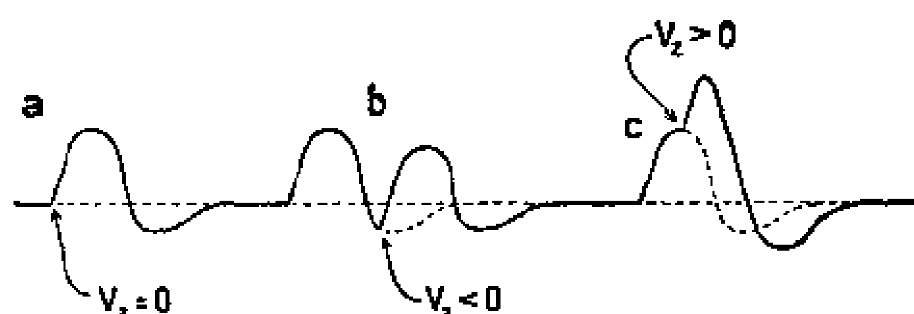


图 3.39 $a\sim c$ 基线起伏现象

这种基线变动会造成脉冲幅度测量上的偏离。这样能量分辨率就会再次受到影响。

基线起伏的计算 在脉冲叠加几率很低时($r\cdot RC\ll1$),基线V_z(即任意脉冲的起始电压)的起伏很容易分析。我们把V_z的分布函数用$g(V_z)$表示,于是$g(V_z)dV_z$就代表在某段时间间隔内基线电压处在V_z和V_z+dV_z之间的几率。很明显,

$$g(V_z)dV_z=r\cdot dt, \tag{3.38}$$

这里,r是脉冲计数率,dt是脉冲电压$V(t)$处在V_z到V_z+dV_z范围内的时间间隔(参看图3.40)。通常,间隔dt由来自脉冲前沿和后沿的两部分组成。因为

$$dV_z=\frac{dV}{dt}\cdot dt, \tag{3.39}$$

我们得到:

$$g(V_z)=r\frac{1}{\sum\limits_{V=V_z}(dV/dt)}, \tag{3.40}$$

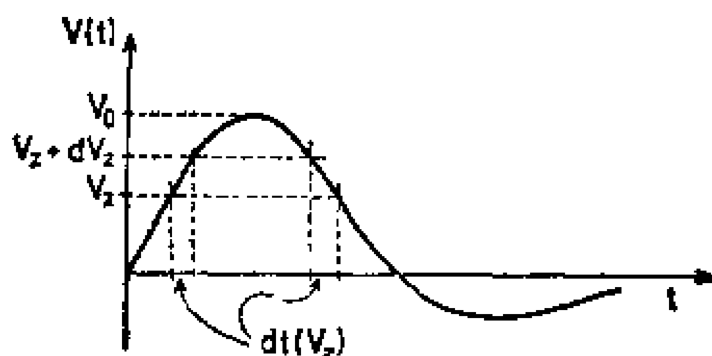


图 3.40 基线起伏的分析

这里算符 Σ 表示对所有 $V(t)=V_z$ 的点求和。实际上，把脉冲幅度 V_0 适当地分成许多增量 ΔV_0，确定出相应的 Δt，并把它们代入(3.38)式，即可近似地求出分布函数 $g(V_z)$[3.045]。

索切克(Souček)[3.046;3.047]探讨了 $g(V_z)$的计算问题。德洛托(De Lotto)等人[3.045]计算了在各种脉冲成形方式下(用 RC 微分、一次 RC 微分和一次积分、两次 RC 微分和一次积分、以及用延迟线微分等)分布函数 $g(V_z)$的形式，并从实验上加以证实。我们把其中两个结果，即一次 RC 微分和两次 RC 微分取 $\tau_{微分}=\tau_{积分}=\tau$ 时所得的分布函数 $g(V_z)$ 表示在图 3.41 及图 3.42 中。从这些曲线中很容易看出，当 $r\cdot\tau$ 值不大时，分布函数 $g(V_z)$在 $V_z=0$ 处保持 δ 函数的形状，即基线没有漂移。当 $r\cdot\tau\geqslant0.1$ 时，许多脉冲叠加起来，$g(0)$ 的幅度便降低。由于在 $V=V_0$ 处脉冲顶部平坦，dt 在这里特别大，所以 $g(V_z)$在$V_z=V_0$ 处有一个比较小的最大值(见图 3.41)。另一个最大值位于负下冲峰值处，也即 $V_z\approx-0.3V_0$ 处(见图 3.42)。

既然 V_z 在脉冲幅度测量中作为一项附加误差出现，于是分布函数 $g(V_z)$ 就直接描述了一个单能讯号峰的形状。这一点很容易看出。图 3.43 是在 Cs^{137} 源随机分布闪烁脉冲(其计数率为1.14×

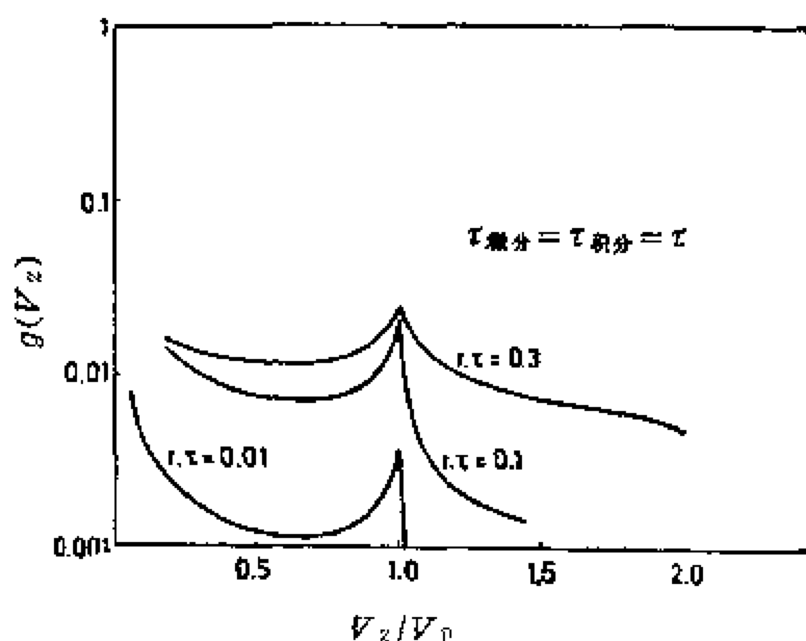


图 3.41　对经一次 RC 微分和一次 RC 积分、计数率为 r、幅度为 V_0 的脉冲，所测得的分布函数 $g(V_z)$[3.045]

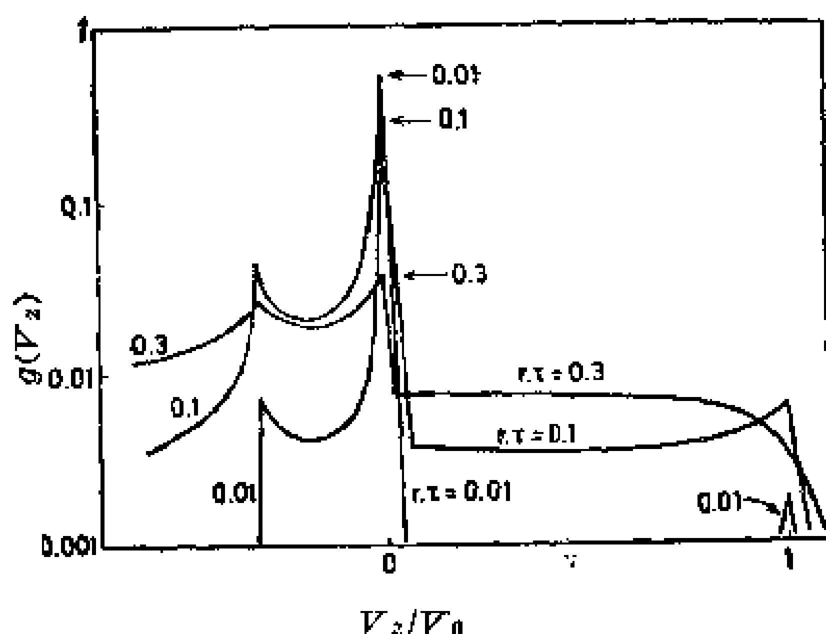


图 3.42　对经两次 RC 微分、一次 RC 积分的脉冲，所测得的分布函数 $g(V_z)$[3.045]

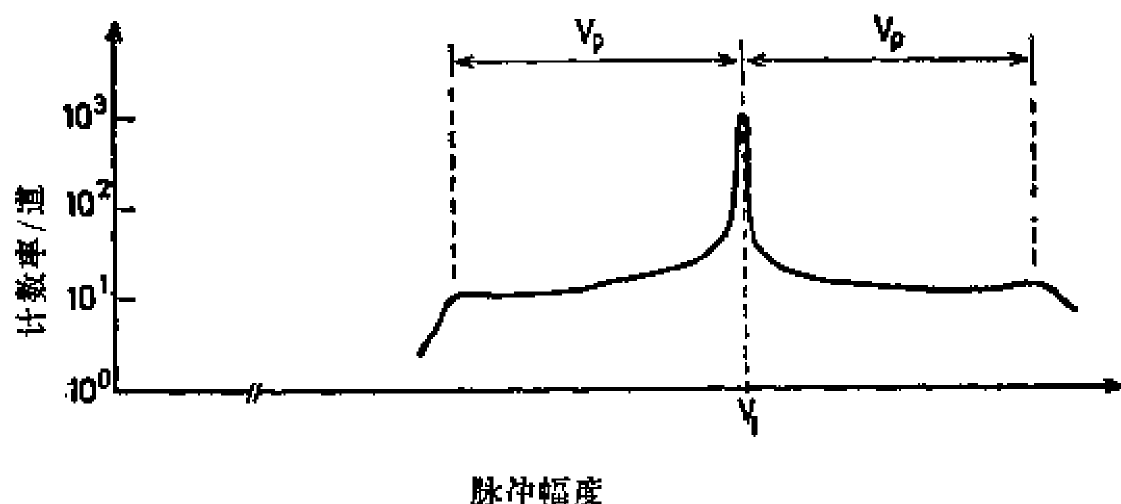


图 3.43　在 Cs^{137} 源的随机分布闪烁脉冲的影响下所测得的试验脉冲发生器的符合谱[3.030]

10^5 次/秒)的影响下，一个检验脉冲发生器的符合谱[3.030]。实际的检验脉冲幅度用 V_I 表示，而与 Cs^{137} 的光电峰相应的幅度 V_P 为 $V_P = V_I/5$。此脉冲具有如图 3.37 所示的对称双极形状。此谱的形状显然是图 3.42 分布函数 $g(V_z)$形状的重现。然而，由于双极脉冲形状的对称性，上冲最大值与下冲最大值等距离地分布在主峰 V_I 的两侧(与主峰相距 $\pm V_P$)。

从图 3.41 及图 3.42 可以看出，在不同的 $r \cdot \tau$ 值情况下，总和效应对峰形状的影响。如果给定了脉冲最大计数率以及谱的最大

容许畸变，则可估算出脉冲的最大宽度或最大时间常数 τ。如果输进来的不是单能讯号，或者说脉冲幅度谱不只是单峰形状，则 $g(V_z)$ 的计算一般是很困难的。但是 $g(V_z)$ 可以从实验估计出来。其方法是用一宽度 $\delta \ll \tau$ 的窄脉冲周期地对放大器输出电压 $V_z(t)$ 进行取样，所得的取样脉冲幅度分布即精确地反映了 $g(V_z)$[3.048]。

德洛托等人[3.048]介绍了一种用计算机进行修正的计算方法。他们对一个实测脉冲幅度谱进行修正，以去除其受已知 $g(V_z)$ 的总和事件的影响。阿姆塞尔(Amsel)等人[3.165]还对堆积效应所引起的一系列现象进行了综合分析。

总和脉冲消除电路　有许多文献[3.049~3.053,3.166~3.169]介绍过能消除总和脉冲的电路。可能最简单的要算格普塔(Gupta)等人提出的电路[3.052]。格普塔用一个辅助探测器测量被记录事件的计数率，当计数率超过某预定值时，主测装置立即被截断。罗曾(Rozen)[3.049]采用的方法是将输入讯号微分，并用一个简单的符合电路来测量在积分电压脉冲持续期内这些微分脉冲讯号的多重性。如果讯号是由两个或更多的快成分组成的，则所用的线性门就会限制它通过。韦斯伯格(Weisberg)（图 3.44）介绍了一种电路[3.051]，他用快的电流讯号或者慢的微分电压讯号去触发一个单稳多谐振荡器，具有恒定幅度的单稳态输出脉冲，便以与慢电压脉

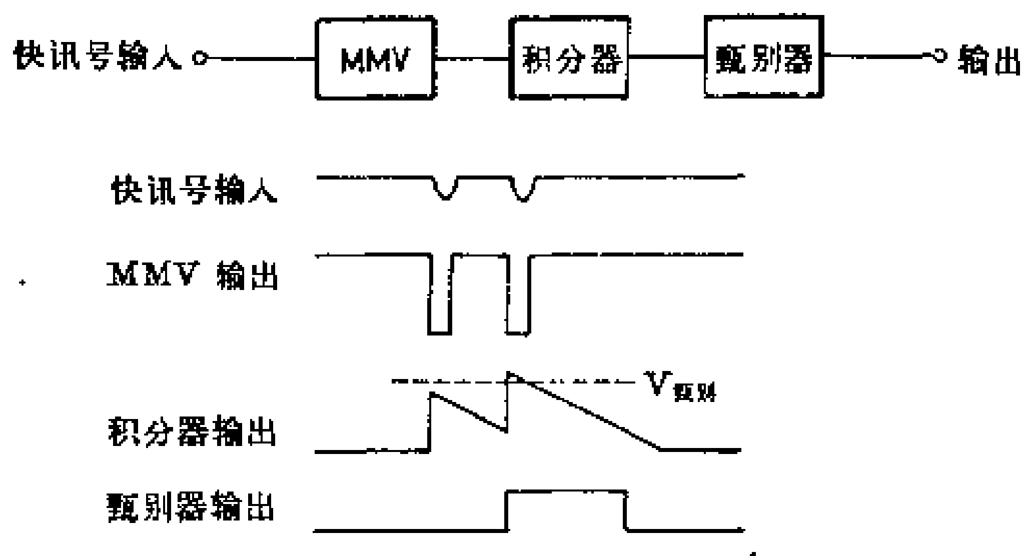


图 3.44　总和脉冲消除电路

冲宽度相应的时间常数 τ_p 进行积分。如果在 τ_p 时间内有两个或两个以上的单稳脉冲出现，则此积分脉冲便会叠加起来，从而超过甄别器的触发电平。然后用此甄别器的输出脉冲去控制一个线性门，使它消除由多重脉冲组成的讯号。当然，慢讯号必须延迟一段时间，此时间相当于讯号在多重性探测器中的传播时间。莫尼尔(Monier)等人[3.053]通过测量在接近基线处脉冲宽度的办法来检验延迟线成形方脉冲的叠加性。如果这个脉冲的宽度超过已知的标准值，则可断言它是由至少两个事件叠加造成，于是可用一个门装置消除它。

3.1.5. 过载恢复

通常，我们必须在伴随有不可避免的特大脉冲的情况下，对小脉冲进行探测。例如，测量同位素在发射高能 γ 量子的同时所发出的弱X射线，我们就会遇到这种情况。如果放大器的增益是按小讯号来调节的，则由于放大器的线性范围有限，输入大讯号就会使放大器过载。图 3.45 所画的就是一个过载单极脉冲的特有形状。由于放大器的非线性，过载脉冲的幅度受到一定限制，而原始脉冲缓慢的后沿相对其幅度而言却受到了过量的放大，使脉冲变宽。原始脉冲不论多小的下冲也被不成比例地过分放大了(X)。经过几倍于耦合时间常数的时间后，基线方才回到 $V_a=0$，因此在这段比正常脉冲宽度大几十到几千倍的期间内，放大器的正常工作状态被破坏。

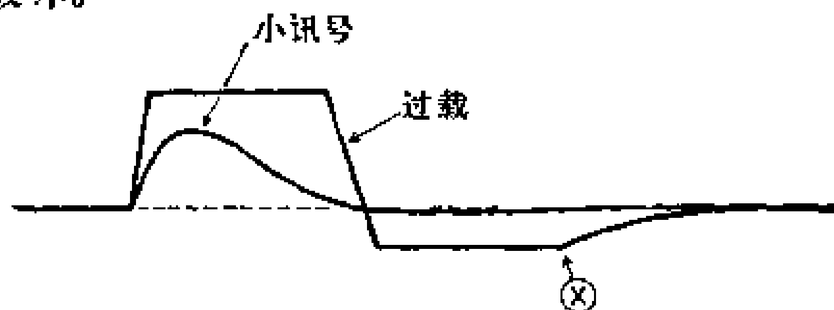


图 3.45　过载对单极脉冲形状的影响

如果在放大器过载期间，其输入阻抗也发生了变化(比如当电子管栅极被驱入到正压范围时)，则上述效应还会加强。在这种情

况下，耦合电容的充电比它以后的放电要快一些。

注意下述各点，过载脉冲将不致造成放大器的工作失效，或者至少可使其失效时间缩短到脉冲持续期以内。首先，所选脉冲形状不能有宽的底部。因此，最好选用经延迟线成形的脉冲或者具有图 3.31 所示形状的脉冲，而应当尽量避免有长指数后沿的脉冲。脉冲不能有下冲，万一有下冲也必须足够小，以使放大器即使遭受最大程度的过载，也不会越出其线性工作范围。这样，通过后面的第二次微分就能够恢复放大器的基线。此外，还应当要求放大器的输入阻抗在过载期间内不发生变化。

抗过载电路　蔡斯等人[3.054]介绍了一种阴极耦合差分放大器(长尾对)，在这种电路里，任何管子在过载时都不会进入栅流区，所以输入阻抗保持不变。科林吉(Collinge)等人[3.055]研制了与它对应的晶体管电路——发射极耦合差分放大器(见图 3.46)，正负过载讯号会使两个晶体管 SP8303 中的一个截止，故X点的阻抗不受影响。

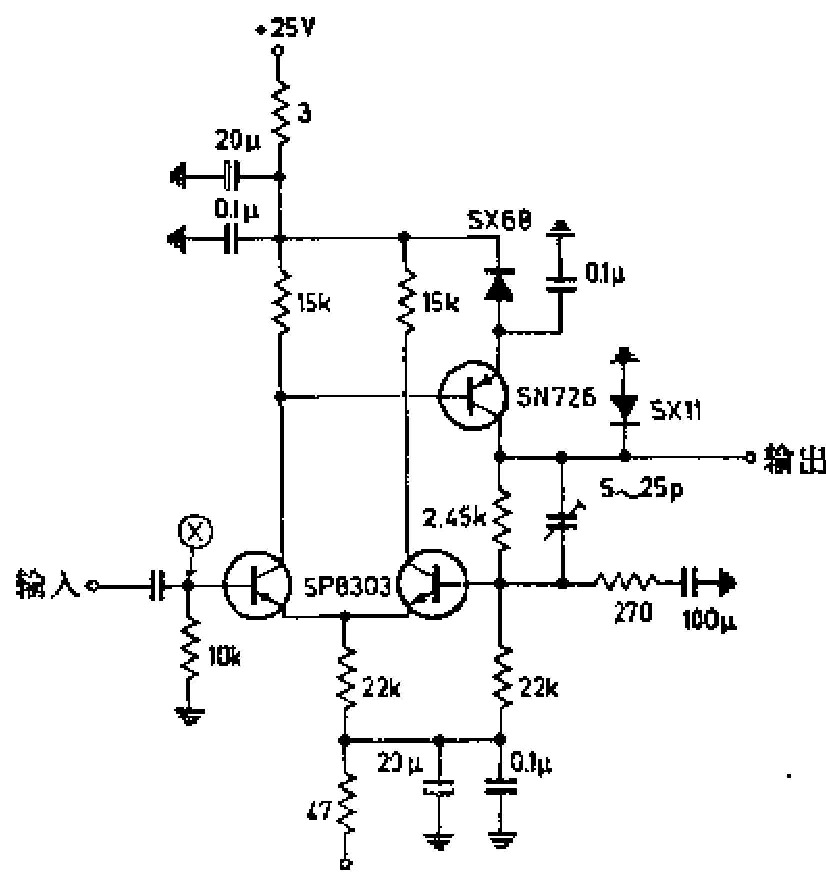


图 3.46　抗过载脉冲放大器[3.055]

古尔丁指出，由于过载总会破坏讯号对称性，造成基线位移，所以双极脉冲总应当被线性地放大。在具有两次微分的放大器中，造成幅度限制的实际过载应发生在第二次微分器之前，其后的放大级不能再被这些已限幅的双极脉冲所过载。因此放大器的第一部分的线性范围最好选择得比要求的值宽很多，并通过一个专门的限幅器把脉冲最大幅度限制到某个确定值处。图 3.46 电路中的二极管 SX11 就是一个用来限制负脉冲幅度的限幅器。

限制器 一个理想的限制器在通过区应当是线性的，一当输入电压达到所选的限制值，限制作用便应立即生效。图 3.47 概略地画出了二极管电压限幅器的电路图及其特性曲线。电阻 R 的值在 1 千欧到约 10 千欧之间，线性区一直扩展到限幅电压 V_L。然而，由于二极管的特性，最大输出幅度 $V_{输出}$ 要比 V_L 高约 0.3 伏到 0.5 伏，而且线性区和饱和区之间的过渡只是逐步的。拉森(Larsen)[3.056] 指出，常用的半导体二极管更适合于作电流限制器，因为电流源的高输入阻抗实际上可使二极管的特性更加线性化。限流器的工作原理如图 3.48 所示。I_L 表示限制电流。只要 $I_{输入}<I_L$，则电流差 $I_{输入}-I_L$ 的方向是流出限制器(2)，并且通过 D_2 从电流放大器引出。一当 $I_{输入}>I_L$ 时，此电流差立即改变方向(1)，通

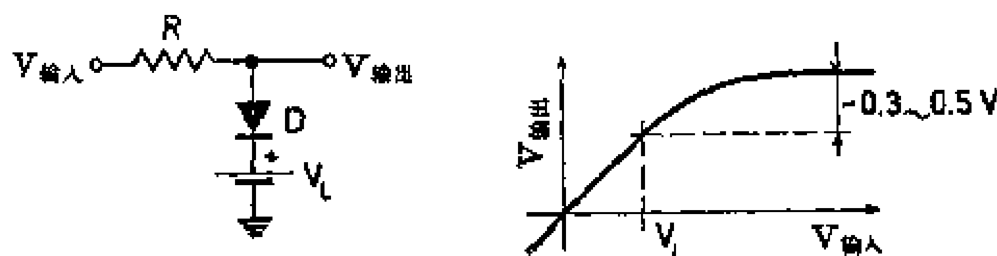


图 3.47 二极管电压限幅器的原理

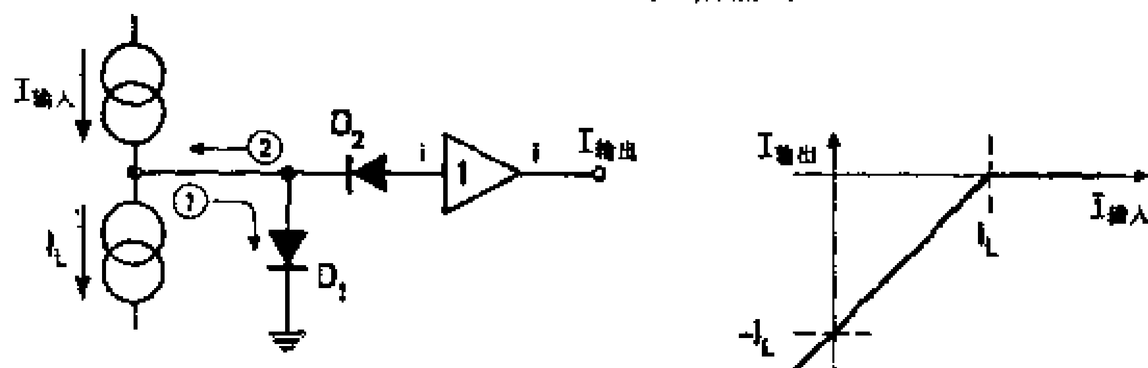


图 3.48 二极管电流限制器的原理

过 D_1 流向地。古尔丁等人[3.032]介绍了与此相似的二极管限流器。哈恩等人[3.025]讨论了晶体管化的限流器。

图 3.31 除画出白布兰肯希普及诺林[3.030]的成形网络产生的标准不过载脉冲外，还画出了同一脉冲在 500 倍过载情况下的形状。由于没有下冲，电压下降后基线马上就能恢复，因此放大器的失效时间不过是通常脉冲持续期的两倍。

拉斯卡累斯(Lascaris)等人[3.057]使用一个辅助甄别器测量输入脉冲幅度。凡幅度高于某预选值的脉冲，均使线性门关闭。这样只有小脉冲才能通过线性门进到后面的放大器中，故能避免放大器过载。

3.1.6. 实际设计准则

为了与不同的探测器、前置放大器配用，或者为了在不同计数率下使用时都能获得最佳结果，放大器必须具有不同的脉冲成形电路，或者至少具有不同时间常数的成形电路。因此，现代的主放大器都必须具备高度的灵活性。这点对半导体探测器尤为重要，因为如果不能挑选最佳脉冲成形参数，半导体探测器潜在的高能量分辨率就不能很好发挥。在科研单位中，用具有互换性的无源或有源[3.008]脉冲成形单元的放大器组件比用具有固定参数的“编定”放大器要好，因为这些单元很容易根据实验要求进行改装(编排)。阿贝尔[3.015]称这种组合为“核子计算机”。

在现代采用 RC 脉冲成形电路的放大器中，不论微分时间常数或积分时间常数，都可用装在面板上的开关来选择[3.058]，或者是把脉冲成形电路作成很容易替换的插件[3.030]。一般不采用延迟线来成形脉冲，因其宽度不易改变。古尔丁[3.059]介绍了一种可任意选用 RC 脉冲成形或延迟线脉冲成形的放大器。

为了检查放大器工作是否正常，可以把所有的重要讯号(主放大器的输入、第一个微分器的输出等)引到一个安装在面板上的小监视器插头上。这样，通过示波器就能够对放大器工作进行监视。

当灵敏的放大器必须在高噪声电平的环境中使用时，主放大器的输入级

往往设计成差分放大形式，而且把来自前置放大器的讯号通过一根双芯屏蔽电缆输入[3.009](见图 3.49)。在一级近似下，可以认为地线接头上与讯号接头上所感生的噪声相互抵消。电阻 R_S 及 R_N 用来匹配前置放大器和电缆的阻抗。在实际使用中，调节电阻 R_N，使拾取噪声最小。布兰肯希普[3.030]讨论了这种输入差分放大级的设计准则。

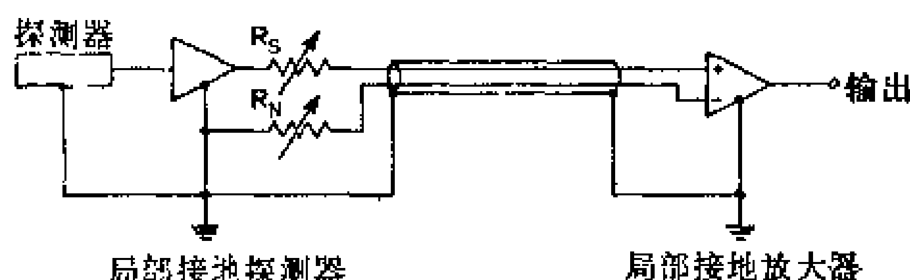


图 3.49　在前置放大器和放大器之间用双芯屏蔽电缆的低噪声连接法

3.1.7. 可变增益放大器

在采用闭合回路稳定的放大器装置中 (2.5.7 节中已叙述过其原理)，稳定器的输出讯号必须用来控制一个放大级的增益(或衰减)。由于任何控制元件都有损于放大器线性，故总的增益往往由改变探测器的电压来控制。当然，这种方法只适用于闪烁计数器或正比计数器，而不适用于半导体探测器。此外，改变光电倍增管的电压还会引起倍增系统中讯号延迟的变化。

原则上，放大器的增益可通过改变某个安设在讯号通路或反馈回路中的分压电阻来控制。用带有伺服电动机的电位器来改变增益，虽然比较慢，而且由于工艺的精密性使成本很高，但仍不失为一种好方法。通常可采用光变阻器作可变电阻[3.060]。光变阻器由光敏电阻和光源(小白炽灯泡)组成，二者密封在一起，例如装在一个普通的晶体管管壳里。此光敏元件的阻抗随光的强度而改变，亦即随光源上所加电压而改变。图 3.50 是帕卡内(Pakkanen) 等人[3.061]用 CK1104 型光变阻器作成的衰减电路。图中略去了原电路中的一些细节。光变阻器的标称阻值是 5.6 千欧；固定电阻 5.6 千欧用来调节控制电压，使其达到标称的衰减值。必须防止任何

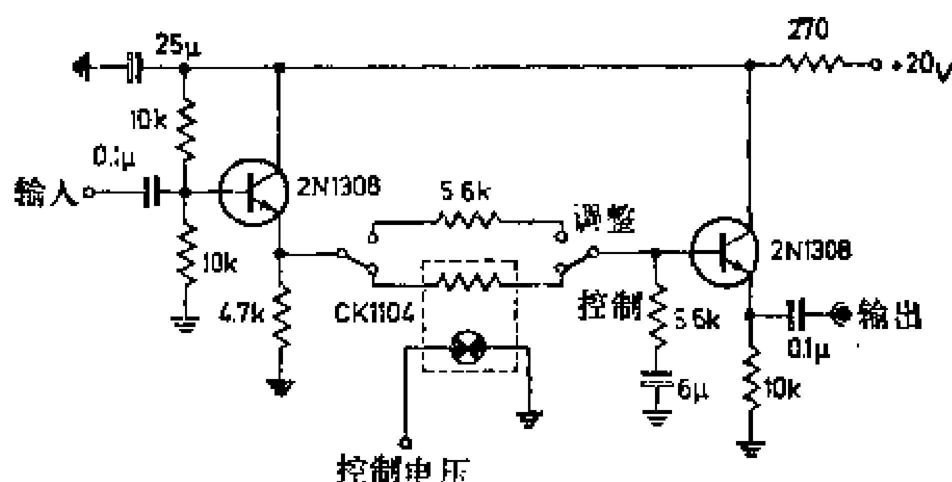


图 3.50　用光变阻器 CK1104 的可变增益放大器[3.061]

直流电流通过光变阻器的光敏电阻，否则会使它发热造成阻值变化。周围温度也须保持恒定。

除光变阻器外，也可用外部致热的 *NTC* 电阻，如 THERNEWID F73 型。光变阻器或 *NTC* 电阻的时间响应通常允许慢达 10 毫秒之久。

NTC 电阻也可直接通过控制电流致热，只需用一个退耦电容器把它们连接到讯号分压器上即可。任何小白炽灯泡都可用作热变元件，但是其温度系数是正的。阿奎-阿尔玛拉兹（Arque-Almaraz）[3.062] 描述了一些有各种灯泡的电路，如带有 GE344 的电路，这种灯泡在控制电流为 3 毫安时，阻抗为 300 欧，当控制电流达到 25 毫安时，阻值增加到 1200 欧。通过一个 22 微法电容器将此灯泡并联在两级反馈放大器的发射极电阻上（图 3.51）。当其

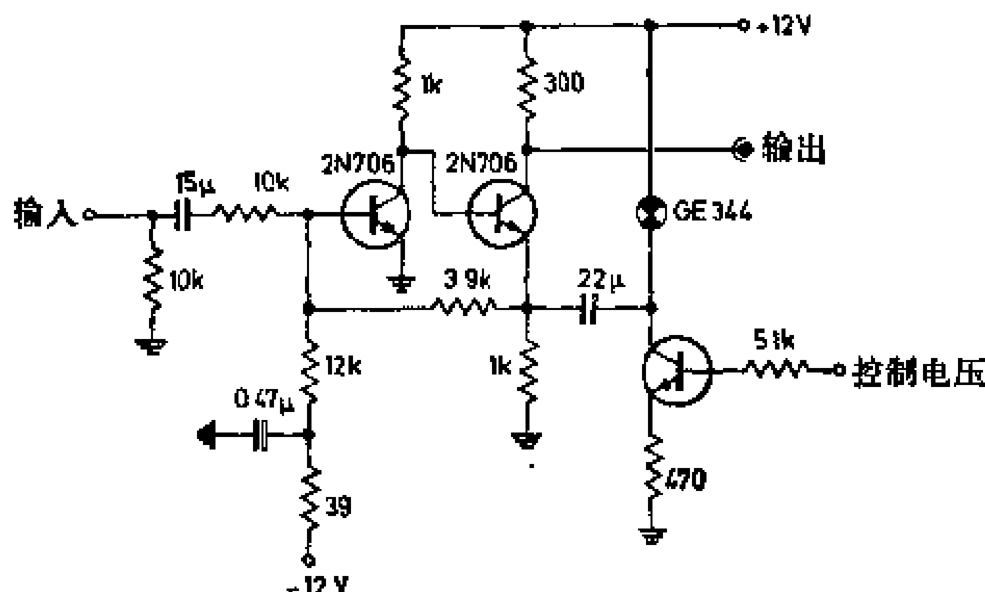


图 3.51　用白炽灯泡 GE344 控制增益的电路图[3.062]

阻值发生变化时，反馈回路的增益也会跟着变化。此电路的微分非线性小于0.04%。增益的最大变化可达 ±20%，线性输入电压范围为 ±1 伏，热时间常数约为 80 毫秒。

雷米戈尔斯基(Ramigolsky)[3.170] 指出，若上升时间需保持恒定，则线性可变增益放大器的可变元件必须设在反馈回路之外。

场效应晶体管也可用作控制元件，而且用它作成的衰减器要快得多，时间常数只有 10 微秒左右[3.062]。帕特瓦德汉(Patwarohan)[3.063] 介绍了一种电荷灵敏前置放大器，其灵敏度可通过电压灵敏变容二极管电容器来控制，此二极管接在反馈回路中当作反馈电容的一部分。控制电压加在此二极管上就会改变积分电容。

3.2. 模拟讯号的算术运算

在许多实验中，人们关心的是对不同的测量参数进行算术运算所得出的结果。以粒子鉴别为例，通过同时测量总能量损失 E 及 $\frac{dE}{dX}$，可把具有不同质量和电荷的粒子区分开。这两个量都是用模拟讯号代表的，所以必须对这些模拟讯号施以算术运算。

当然，也可以在进行算术运算之前先把脉冲幅度的信息数字化，然后送至一个在线的或离线的快速数字计算机去计算，但是这两种方法比简单的模拟计算单元成本都要高得多。即使这种模拟计算法精确度还不够高，且需要进行离线的数字数据简化，但由于实验结果的即时可用性，这种附加的在线模拟处理操作仍然是可以采用的。

这里所用的技术与模拟计算机工艺中所用的是一致的，无论在什么情况下，对很窄脉冲幅度进行算术运算总会引起一些额外的特殊困难。斯特劳斯等人[3.064] 评论了某些实验，从这些实验中，可以看出在数字处理之前先对所测数据进行模拟简化的优越性。

3.2.1. 运算放大器

3.1.1 节已经提到，并联反馈放大器很适宜于作数学运算元件。其工作原理很容易了解，如果把电流选作输入讯号，同时把运算放大器看作电流-电压变换器（见图 3.52），我们就得到：

$$V_{输出} = -I_{输入} \cdot R \frac{A}{1+A}, \tag{3.41}$$

在 $A \to \infty$ 的近似下，

$$V_{输出} = -I_{输入} \cdot R. \tag{3.42}$$

X点的阻抗为：

$$R_x = \frac{R}{1+A}. \tag{3.43}$$

如果 $A \to \infty$，则 R_x 变为零（即 $R_x \ll R$）。我们通常把这个阻抗极低的X点叫做"虚地"。若有一个以上的电流发生器联到X，则各部分电流按克希霍夫定律相加。这样，讯号的加法就简单地变成流过X点的电流的相加问题。

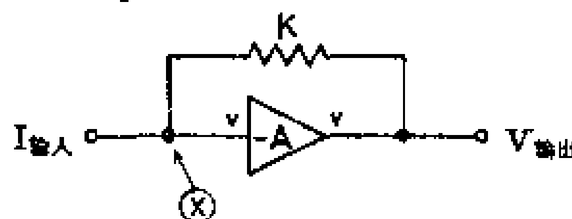


图 3.52 运算放大器的原理

电阻 R 是反馈元件，其电流 I 和电压 V 之间的关系极为简单，即 $V=RI$。如果用一个电压-电流特性可以 $V=b(I)$ 来表达的通用性元件代替 R，则输出电压 $V_{输出}$ 变为：

$$V_{输出} = -b(I_{输入}) \frac{A}{1+A}, \tag{3.44}$$

当 $A \to \infty$ 时，得到：

$$V_{输出} = -b(I_{输入}). \tag{3.45}$$

函数 b 可以代表任何随时间改变的算符（比如 $\frac{d}{dt}$，$\int_{-\infty}^{t} dt'$ 等）或者任何不随时间改变的函数（指数、对数、平方及立方等）。

由于输入讯号大多以电压形式出现，所以必须先把它变换成电流。最简单的变换方法是用一个欧姆电阻(比如图 3.05 中的 R_1)，但也可用具有更普遍意义的电压-电流特性为 $V=a(I)$的任何其他电路元件来实现。因此，一般运算电路都由两个元件 a 和 b 加上增益为 $-A$ 的放大器组成，如图 3.53 所示。下一节里我们还要更详细地讨论这种电路。

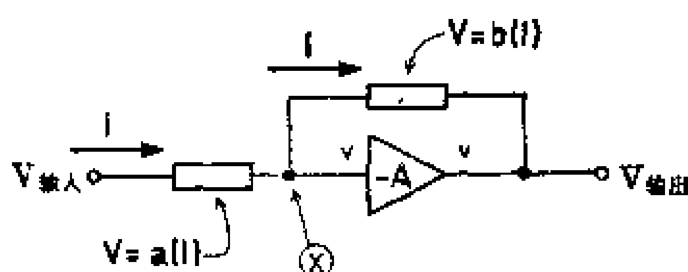


图 3.53 使用两个通用性元件 a 和 b 的运算放大器

用 V_x 表示X点的电位，即得到 $V_{输出}=-AV_x$。通过 a 和 b 的电流是同一个 (I)。因为 $V_{输入}-V_x=a(I)$，而且 $V_x-V_{输出}=b(I)$，故下述等式成立:

$$b^{-1}\left(-V_{输出}-\frac{V_{输出}}{A}\right)=a^{-1}\left(V_{输入}+\frac{V_{输入}}{A}\right), \qquad (3.46)$$

这里 $I=a^{-1}(V)$及 $I=b^{-1}(V)$分别为 a 和 b 的反演函数。对于特定的函数 a 和 b，等式(3.46)才能给出明显解。尽管如此，一般说来很容易看出在 $A\to\infty$ 的近似条件下，

$$V_{输出}=-b[a^{-1}(V_{输入})]. \qquad (3.47)$$

适当选择元件 a 和 b，可使 $V_{输出}$ 及 $V_{输入}$ 之间具备很多种函数关系。我们把其中的一些归纳在图 3.54 中。

不必对图 3.54 中的电路一一加以评论。只需指出，图中所给出的 $V_{输出}$ 及 $V_{输入}$ 之间的关系仅在近似条件 $A\gg1$ 成立时才有效。这是运算放大器运用的普遍特征。引入函数 a^{-1} 及 b^{-1} 的具体表达式，则 $V_{输出}$ 及 $V_{输入}$ 之间的精确关系式可由(3.46)式算出。当然，对于拉普拉斯变换式 $\hat{V}_{输入}(p)$及 $\hat{V}_{输出}(p)$，等式(3.46)仍然成立。此时，与时间相关的算符 a 及 b 变为 p 的代数表达式，等式(3.46)很容易解出。

电路	关系式	说明
R_1, R_2, -A, V输入, V输出	$V_{输出}=-\frac{R_2}{R_1}V_{输入}$	放大器，乘一常系数
R, R, -A, V输入, V输出	$V_{输出}=-V_{输入}$	反相器
R, C, -A, V输入, V输出	$V_{输出}=-\frac{1}{RC}\int_{-\infty}^{t}V_{输入}(t')dt'$	积分器〔讯号持续期≪$RC(1+A)$〕
C, R, -A, V输入, V输出	$V_{输出}=-RC\frac{d}{dt}V_{输入}(t)$	微分器〔讯号持续期≫$RC/(1+A)$〕
R, R, R, R, V_{i1}, V_{i2}, V_{i3}, -A, V输出	$V_{输出}=-(V_{i1}+V_{i2}+V_{i3})$	加法器
R/a, R/b, R/c, R, V_{i1}, V_{i2}, V_{i3}, -A, V输出	$V_{输出}=-(a\cdot V_{i1}+b\cdot V_{i2}+c\cdot V_{i3})$	线性组合
对数性元件, R, -A, V输入, V输出	$V_{输出}=-V_0\log\frac{V_{输入}}{RI_0}$	对数变换器
对数性元件, R, -A, V输入, V输出	$V_{输出}=-RI_0\,e^{V_{输入}/V_0}$	反对数变换器

图 3.54　各种运算放大器电路

3.2.2. 脉冲幅度的算术运算

真正的模拟信息是由脉冲幅度也即脉冲电压或者脉冲电流的峰值所携带。所以，在模拟计算机电路中，参加运算的两个脉冲必

须具有精确的同时性。但是，两个普通的 RC 成形脉冲往往要通过具有不同传播时间的路径，所以同步难以保证。因此，在进行算术运算之前通常要把脉冲用展宽器来整形，使展宽后脉冲的平顶宽度超过讯号可能有的最大延迟差。通常所用的脉冲宽度是几微秒。

图 3.55 画的是一个进行除法运算的装置的简单原理方框图。两个具有相对延迟的输入脉冲 A 和 B 首先通过脉冲展宽器 PS 被展宽。除法级(÷)的输出讯号正比于输入讯号瞬时值之比。因此，如果被展宽的输入脉冲 A' 及 B' 直接被送到除法器去，则输出讯号将具有图中虚线所示形状：由于 B' 相对于 A' 有延迟，因此除数 $A':B'$ 的值一开始很大，仅当两个脉冲都到达平顶部分以后才降低到正确值 A/B。为避免这种上冲，可用符合电路 CC 及单稳多谐振荡器(MMV)组成取样脉冲 T。A' 和 B' 需通过两个线性门 LG 再送到除法级去，此门即由取样脉冲 T 控制。

取样脉冲可把算术运算限制在所有参加运算的脉冲都具有平

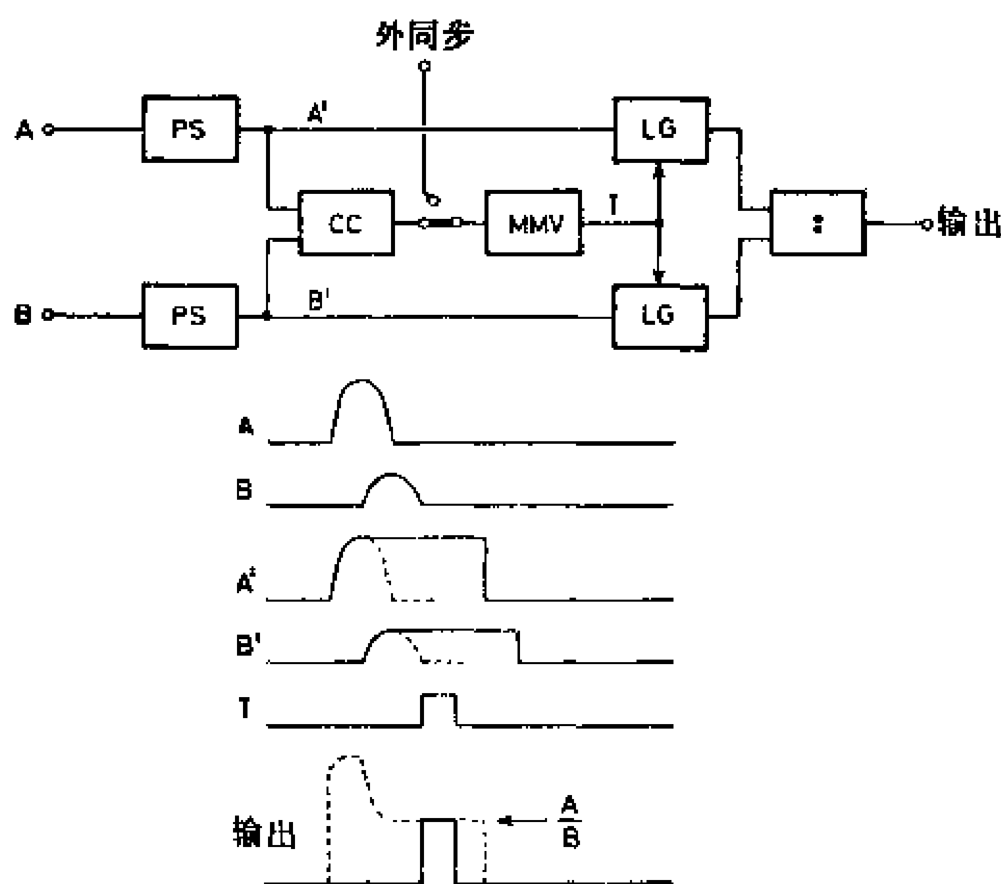


图 3.55 靠取样脉冲 T 使算术运算同步

顶的那段期间内。这种方法也可用于除法以外的其他运算中。有些电路，比如对数变换器，经常会被负讯号$V_{输入}$过载，利用取样脉冲就可阻止上冲或者阻止脉冲的假极性部分进到后面的运算级去。除采用内部产生的取样脉冲外，也可采用外来的主控脉冲。此外，产生取样脉冲的标准也可选择得比图3.55更具普遍性，使得算术运算只作用于预选的脉冲对或脉冲组。

3.2.3. 实用电路

通常，乘法和除法是靠原始讯号的对数相加或相减实现的。把原始讯号变为对数形式的工作由对数变换器承担。如果必要的话，可以再用一个反对数变换器使运算结果（它本身也是对数形式的）线性化。不过要找一个对数特性很精确的电路是比较困难的。

使用对数元件的电路　虽然某些真空管（象五极管和二极管）就具有近似对数形式的特性[3.065]，但我们往往还是宁愿用小的半导体元件。因为它们不需要加热，在实验中可提供很多方便。如果我们只考虑半导体二极管中的扩散电流，则根据肖克利(Shockley)[3.066]的理论，可得到下面的电流-电压关系：

$$I=I_{so}\left(e^{\frac{eV}{kT}}-1\right), \qquad (3.48)$$

其中I_{so}表示恒定的反向饱和电流。在正向偏置时，亦即在室温下$V \gg KT/e \approx 25$毫伏时，-1这项可以忽略，于是I对V的依从关系变成纯粹的指数形式。许多人[3.067~3.069]都把半导体二极管用作对数元件。但是，因为扩散电流仅仅是I中的一个分量[3.070]，所以关系式(3.48)的适用范围局限于电流座标上一到两个数量级。据贾尼利(Gianneli)等人[3.071]报道，晶体管的基极-发射极P-N结的I V之间的对数关系可扩展到远大于两个数量级。尽管晶体管的发射极电流也是由不同分量组成的，但如果$V_{CB}=0$，则除了纯粹的扩散电流流向集电极外，其余都流向基极。佩特森(Paterson)等人[3.064,3.072~3.074,3.171]在设计对数和反对数变换器中就利用了集电极电流I_c和发射极-基极电压V_{BE}之间的相当精确的对

数关系，其适用范围可高达九个数量级[3.064]。

在对数变换器中，“对数性”晶体管用在运算放大器的反馈回路中。其基极接地，集电极接到输入端的“虚地”以满足条件 $V_{CB}\approx 0$[3.072]。图 3.56 画出了斯特劳斯[3.064]所作的对数变换器的简化电路图。用一个可变电阻来调节硅平面晶体管 2N2219 的静态电流 $I_{参考}$（近似为 25 微安），使其工作在 I/V 特性曲线的对数区。于是，输出电压幅度 $V_{输出}$变为：

$$-V_{输出}=\frac{kT}{e}\log\left(\frac{I+I_{参考}}{I_{参考}}\right),\tag{3.49}$$

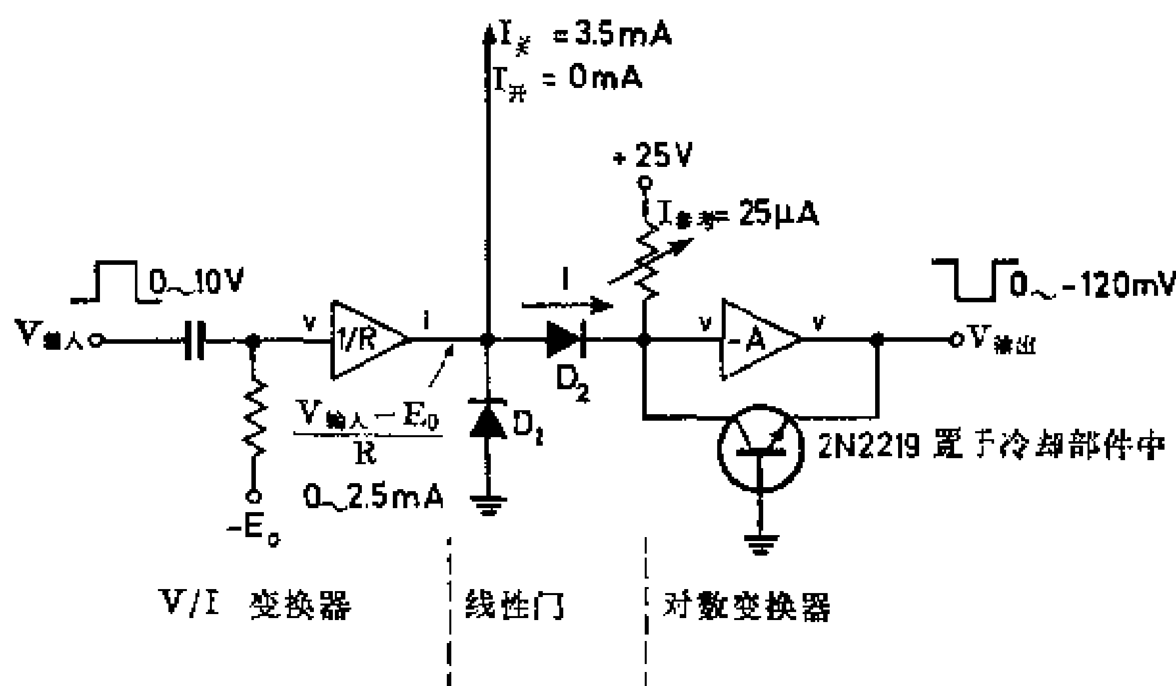


图 3.56 斯特劳斯对数变换器的工作原理[3.064]

其中 I 是对数变换器的输入电流。为了使 $V_{输出}$ 正比于 $\log(V_{输入})$，$(I+I_{参考})$必须正比于 $V_{输入}$。故电压 $V_{输入}$ 首先要减去一个恒定值 E_0，然后把 $V_{输入}-E_0$ 通过一个变换系数为$\frac{1}{R}$的变换器变成电流 I，同时调节 E_0，使得 $E_0/R=I_{参考}$。在这些条件下，

$$-V_{输出}=\frac{kT}{e}\log\left(\frac{V_{输入}}{R\cdot I_{参考}}\right).\tag{3.50}$$

二极管 D_1 及 D_2 组成线性门，这点我们将在 3.4 节中详细说明。

图 3.56 所示的对数变换器只在输入正讯号 $V_{输入}$ 时才能满意

地工作，必须防止负电压$V_{输入}$的输入。佩特森[3.072]报道了一种能接收两种极性的讯号的电路（图 3.57）。其输出讯号正比于$\log|V_{输入}/V_0|$，而极性与输入电压极性相反。

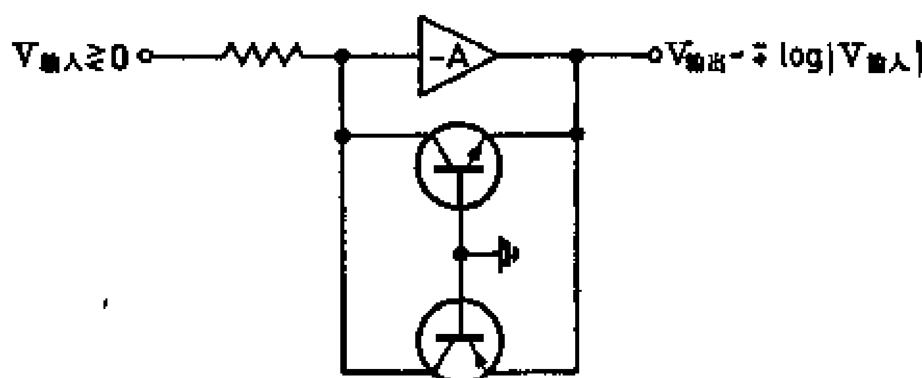


图 3.57　能接收正负输入脉冲的对数变换器[4.072]

(3.49)式或(3.50)式中的常数$V_0=kT/e$是温度T的函数，故对数变换系数要随温度改变。为此，"对数性"晶体管必须保持在恒温之下（例如用一个小帕耳帖元件来实现恒温[3.074]）。

图 3.58 表示了反对数变换器的原理，输出脉冲幅度$V_{输出}$由下式给出：

$$-V_{输出}=R\cdot I_{参考}\left(e^{\frac{eV_{输入}}{kT}}-1\right). \tag{3.51}$$

晶体管的工作点由$I_{参考}$维持。$V_{输出}$与纯指数表达式相差$R\cdot I_{参考}$这一项，因此，在讯号脉冲持续期内必须有一个修正电流$I_c=-I_{参考}$从X点流出。若是在脉冲持续期内中断参考电流$I_{参考}$，就用不着另外加专门的电流发生器I_c了。

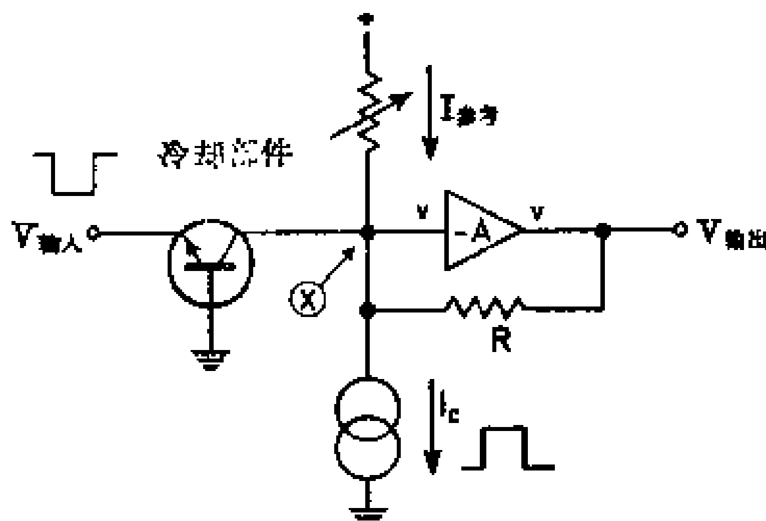


图 3.58　反对数变换器

因为 $I_{参考}$ 必须流经"对数性"晶体管，所以输入电压 $V_{输入}=-V_{BE}$ 一定要稍负一些。要求此电流流过晶体管而不进入运算放大器的条件当然是 $V_{输出}=0$。因此，用一个闭合控制回路去监视条件 $V_{输出}=0$，便可使得输入偏压方便地得到控制[3.064]。斯特劳斯把"对数性"晶体管按共发射极的接法连接(其集电极回路接有负载电阻)。显然，佩特森[3.072]所给的晶体管对数工作条件 $V_{CB}=0$ 并非绝对必要。

在(3.49)及(3.51)两个等式中，标度系数 $V_0=kT/e$ 对温度有同样的依赖关系。因此，如果我们把所有的"对数性"晶体管适当安装在同一冷却部件中，以消除其局部温度差，则"对数"和"反对数"变换器的标度系数就可变得完全相同。这样，由一个"对数"和一个"反对数"变换器串联组成的电路就不再受温度变化的影响，极复杂的恒温设备即可省却。

利用非线性分压器获得对数特性的近似方法　在运算电路中，对数函数或任何其他函数都可以利用若干短线段来近似表示。例如，图 3.59 表示瓦林(Wåhlin)[3.075]所作的获得函数

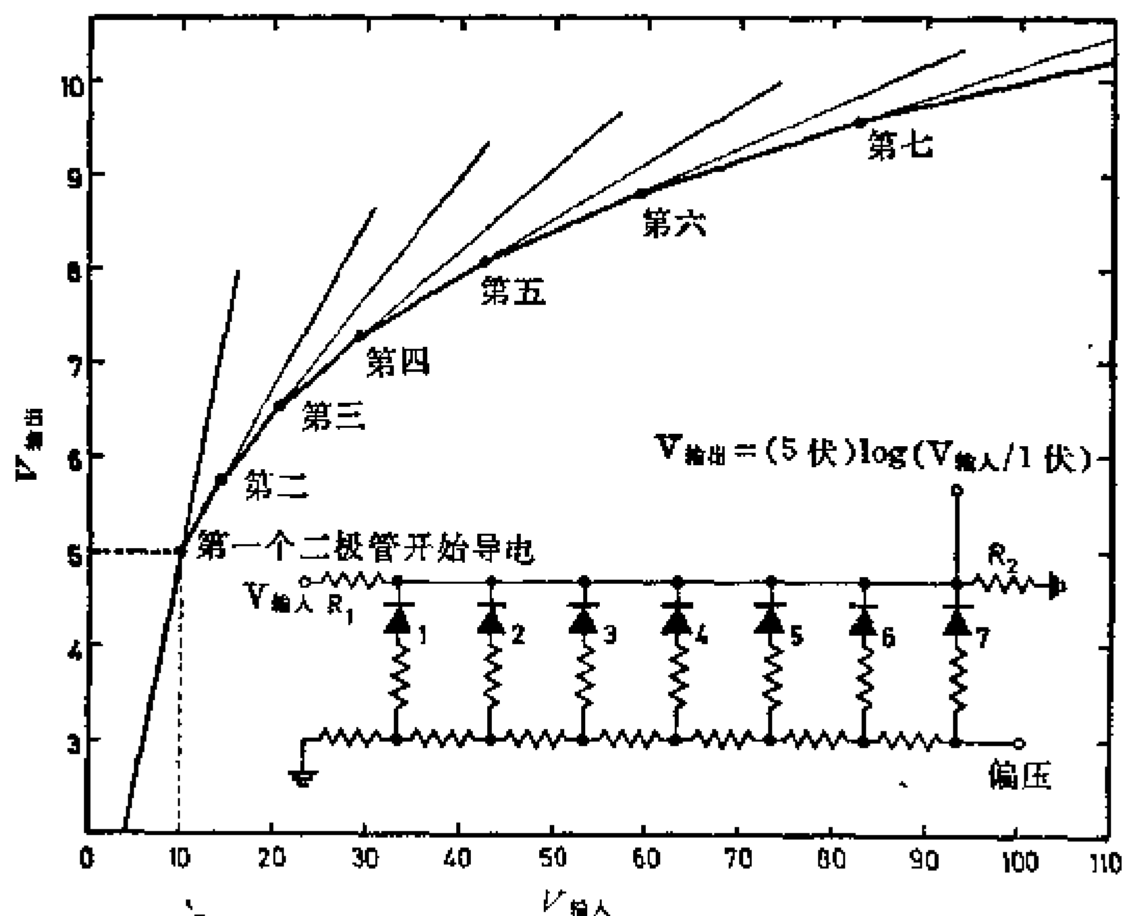


图 3.59　用二极管函数发生器获得对数特性曲线的近似方法[3.075]

$V_{输出}=5$ 伏·log($V_{输入}$/1 伏)的近似方法。当输入电压 $V_{输入}$ 提高时，越来越多的二极管开始导电，输入电阻 R_1 载荷也越来越多，同时 $V_{输出}$ 对 $V_{输入}$ 特性曲线也变得越来越平坦。适当选取电阻值，此曲线可近似呈现对数特性。文森特(Vincent)等人[3.076]发表的电路与此相似，只是每个衰减级中所用的电阻值是相同的。戈兹沃西[3.077]描述了一个伪对数放大器，它通过安设在各个放大级之间的限幅器实现逐次非线性衰减：最后一个限幅器首先过载，然后是倒数第二个，依次类推。特罗斯(Turos)等人[3.172]还设计了一种二极管幂函数发生器。

用非对数方法进行乘除运算　利用脉冲幅度-时间变换方法也可以对两个脉冲幅度进行乘除运算(见图 3.60)。作乘法时，在幅度-时间变换器 ATC 中的两个脉冲之一(幅度 V_A)被转换成幅

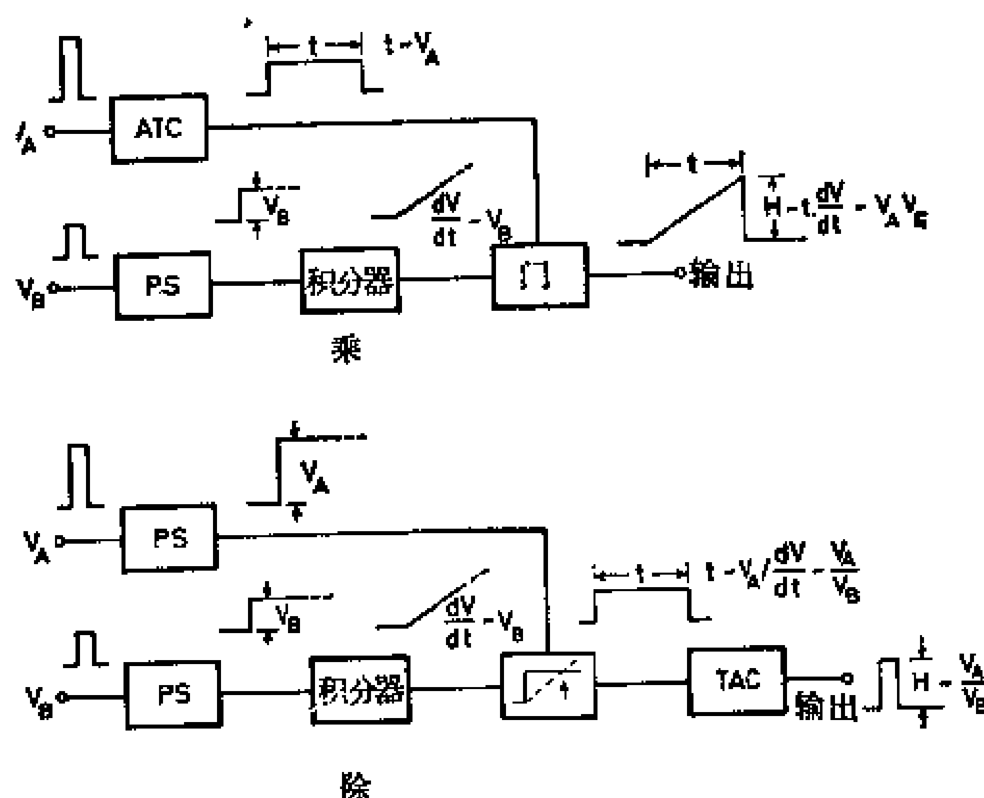


图 3.60　运用幅度-时间变换方法进行乘除运算

度标准而宽度为 $t\propto V_A$ 的脉冲；而另一脉冲(幅度 V_B)则通过脉冲展宽器 PS 和积分器变成斜率 $\frac{dV}{dt}$ 正比于 V_B 的线性斜坡电压，此斜坡脉冲的宽度由线性门限制到 t，于是所得的锯齿脉冲幅度

H 便正比于 $t\cdot\frac{dV}{dt}$，从而正比于乘积 $V_A\cdot V_B$：$H\propto t\cdot\frac{dV}{dt}\propto V_A\cdot V_B$。

在除法电路里，也需要产生斜率 $\frac{dV}{dt}\propto V_B$ 的线性斜坡电压，并用一差分甄别器将此斜坡电压与 V_A 的展宽脉冲进行比较，以确定出两个电压脉冲变成同等大小的时刻 t。因已有 $t\propto V_A\Big/\frac{dV}{dt}\propto V_A/V_B$，故只需再把甄别器脉冲用时间-幅度变换器 TAC 变换成幅度为 $H\propto t\propto V_A/V_B$ 的脉冲即可。

还有一些基于此原理的乘法和除法电路，请参看文献[3.078～3.082]。康拉德(Konrad)[3.083]用脉冲幅度-时间变换方法把适当的 RC 网络所形成的指数波形变成了脉冲讯号的对数波形。

场效应晶体管 FET 是半导体多数载流子器件，其沟道电阻是栅电压的倒函数，于是沟道电流正比于沟道电压与栅电压的乘积。这个效应可利用来作讯号相乘。米勒(Miller)等人[3.084]介绍了一种 FET 讯号乘法器，由于采用桥式接法，电路线性得到了改善。格伦伯格(Grunberg)等人[3.085]通过适当反馈的方法，用 FET 作成了线性乘法器。费希尔(Fisher)[3.173]也做了一个 FET 乘法器，盖尔(Gere)和米勒[3.086]用双发射极的晶体管 3N64 作为乘法元件(这种晶体管通常用在斩波器电路中)。

格鲁特(Grueter)[3.087]提出：若把输入讯号加到适当偏置的七极管的两个栅极 G_1 及 G_2 上，可获得抛物线特性。布里斯科尔(Briscoe)[3.088]利用下述等式做成了最简单的乘法电路：

$$(A+B)^2-(A-B)^2=4\cdot AB. \qquad (3.52)$$

讯号和的平方运算及讯号差的平方运算可通过具有平方特性的特殊管子 QK329 来实现。

查米纳德(Chaminade)等人[3.174]描述了一个可用来实现近似于粒子鉴别公式 $(E+\Delta E)^{\mu}-E^{\mu}$ 的简单电路。

运算放大器也能用来使非线性数据线性化。当然，我们必须预先知道这个非线性的形式，并使得运算放大器的特性是它的反演(参看文献[3.089])。这个方法可以用来把非线性响应的探测器所测得的能量-脉冲幅度关系曲线线性化。但非线性放大器也同样会影响脉冲形状和幅度[3.090]。

3.3. 窗放大器

在使用高灵敏度的半导体探测器时(或者在其他类似的测量中)有时需要把脉冲幅度谱的某一部分加以扩展,使其遍及多道分析器的整个分析范围。在这种场合下,就需要用窗放大器。对于幅度低于某个确定电平 $V_{窗}$ 的讯号,窗放大器的增益为零;对于 $V_{输入}>V_{窗}$ 的讯号,其增益增加到某个值(绝大多数是 1～10)。放大器的特性曲线在 $V_{输入}>V_{窗}$ 区必须尽可能保持线性。

由于放大器的固有非线性,窗放大器的线性范围在输入脉冲高幅度方向也受到限制(故称"窗"放大器)。但这个上限并不象 $V_{窗}$ 那样明确。图 3.61 所示的二极管电路即具备这种特性。此二极管加上一负偏压 $-V_{窗}$,故对于特定的输入脉冲,只有幅度大于 $V_{窗}$ 的那一部分才能通过此电路。由于二极管特性曲线具有如(3.48)式

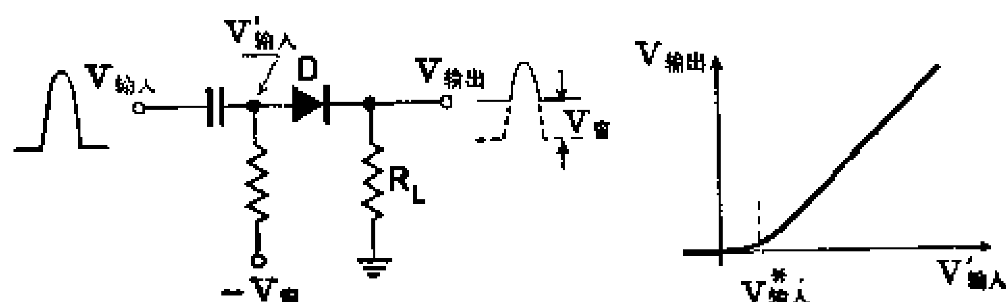


图 3.61 二极管甄别器(二极管窗放大器)

的指数性质,从截止区到导电区的过渡是平稳的,故输出电压 $V_{输出}$ 对 $V_{输入}$ 的依从关系如图 3.61 右端所示。特性曲线中的"中断点"与零点相距 $V^{*}_{输入}$。幅度约为 $2V^{*}_{输入}$ 的输入脉冲能完全通过电路,但传输不是线性的。

当然,二极管的截止与否必须由负载电阻 R_L 的大小来决定:若二极管的动态电阻 $r_D \gg R_L$,则二极管截止;若 $r_D \ll R_L$,则二极管导通。因此,中断点 $V^{*}_{输入}$ 出现在 $r_D \approx R_L$ 处。从(3.48)式得到:

$$r_D=\frac{dV}{dI}=\frac{kT}{e(I+I_{so})}, \tag{3.53}$$

利用 $r_D \approx R_L$，即得到：

$$V^*_{输入} = \frac{kT}{e}\left(\log\frac{kT}{eR_L I_{s0}}+1\right) - R_L I_{s0}. \quad (3.54)$$

由于 I_{s0} 很小，所以 $R_L I_{s0}$ 这一项可以忽略。例如在室温下，当 $I_{s0}=1$ 毫微安时，kT/eI_{s0} 近似为 25 兆欧，kT/e 为 25 毫伏。若 $R_L=2.5$ 千欧，则得 $2V^*_{输入}=250$ 毫伏。

根据(3.54)式，要使非线性区 $V^*_{输入}$ 减小，可加大 R_L。但 R_L 太大时，二极管的寄生电容便变得不可忽略。解决此矛盾的一个方法是把此二极管(或别的非线性元件)安置在反馈回路中，比如象图 3.62 所表示的那样。当 $V_{输入}<0$ 时，此电路是截止的；但当 $V_{输入}>0$ 时，此电路便线性地进行传输。输出电压与输入电压相位

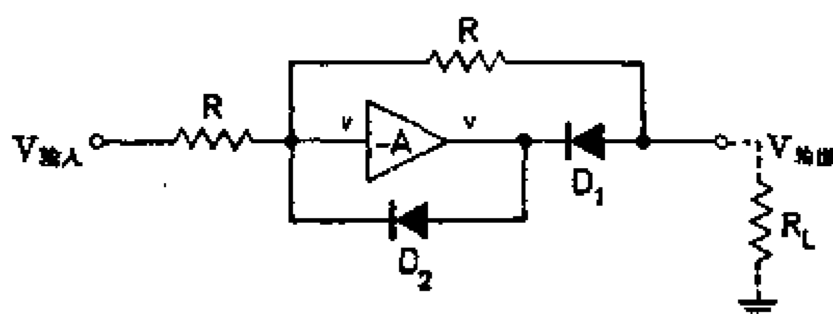


图 3.62　用负反馈改善二极管窗放大器的线性

相反。了解此电路工作原理的最简便方法是把放大器和二极管 D_1 看作一个输出阻抗为 r_D 的新的非线性放大器。由于反馈作用，r_D 减少到原来的$\frac{1}{1+bA}$，犹如负载 R_L 增加了$(1+bA)$倍。二极管 D_2 在 $V_{输入}<0$ 时使放大器短路，这样，D_1 的反向电阻就不致因反馈而减少，放大器的性能从而可获得进一步改善。

埃默尔[3.091]所描述的窗放大器由两个加偏压的晶体管差分放大器串联组成，其线性因反馈得到改善。改变反馈深度(即图 3.62 中两个电阻 R 之比)，放大器的增益可从 -1 调到 -16。

拉森等人提出[3.056,3.043,3.092]，如果在讯号输入端接上一个内阻几乎为无限大的电流发生器，则可以不采用增加 R_L 的办法，而采用零负载($R_L=0$)方法(参看图 3.63)。偏流 $I_{偏}$(由大欧姆电阻或者 P-N-P 晶体管集电极给出)，通过 D_1 流到地，而 D_2 是截止

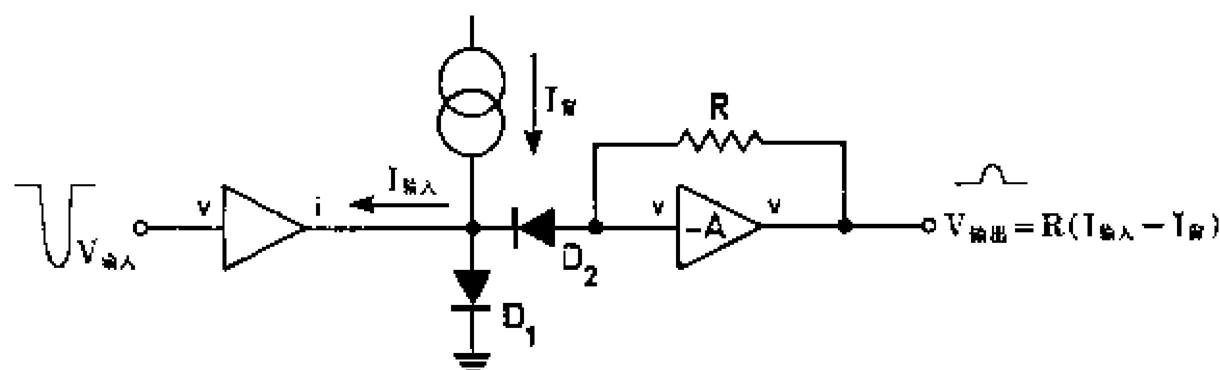


图 3.63 由电压-电流变换器和电流甄别器组成的窗放大器[3.056]

的。讯号电流 $I_{输入}$ 先使 D_1 的电流减少，然后，在 $I_{输入} \geqslant I_{窗}$ 时，总电流 $I_{窗} - I_{输入}$ 改变方向，通过 D_2 流入放大器 $-A$。截止区和线性区之间的过渡很短而且界限分明。由于电流转向时 D_1 和 D_2 间的电位差并不改变，寄生电容无需再充电，所以这是一种快速电路。

在窗放大器中，被放大的只是一个脉冲里超过 $I_{窗}$ 或 $V_{窗}$ 的那一部分，所以输出脉冲要比原来的脉冲窄得多(见图 3.64)。此外，输出脉冲的宽度还要依赖于它的幅度和窗的位置。为了保留其线

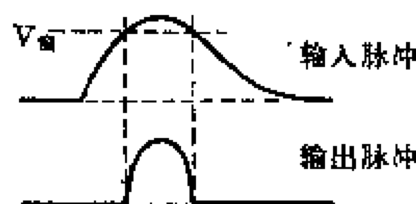


图 3.64 窗放大器输出脉冲之形状

性，窗放大器及跟在这个非线性单元后面的所有电子学线路(即甄别器、模拟-数字变换器)都必须很快[3.042]。如果电路的时间常数与脉冲宽度差不多，脉冲形状会发生变化，宽度不同的脉冲，幅度将会受到不同程度的影响。另一方面，窗放大器的输出脉冲也可通过脉冲展宽器来成形[3.056]。

法布里(Fabri)等人[3.091,3.094]介绍了另一种扩展能量刻度的方法，此法可配合电荷灵敏前置放大器一起使用。根据他们的建议，用前置放大器的输出脉冲讯号去触发一个标准脉冲发生器，这些标准脉冲再通过一个小耦合电容送到前置放大器的输入端。因为标准脉冲的极性与前置放大器输入讯号

的极性相反，所以从每个脉冲讯号中就扣除了一部分数值已知并且恒定的电荷。整个电路非常快，足以使主放大器中的慢积分器形成一个幅度正比于讯号电荷与补偿电荷之差的脉冲。

此法具有下述优点：在一个常规的窗放大器装置中，因为任何漂移都会因刻度的扩展而增大，所以必须要求位于非线性元件之前的那部分放大电路有非常高的长期稳定性。但采用这种引入标准电荷 $Q_{窗}$ 的办法，由于此"非线性元件"被安置在放大器系统的最前面的输入端，在它之前当然就没有增益，因而此装置的精确度仅仅取决于 $Q_{窗}$ 的恒定性。

3.4. 线性门

线性门的作用是：在其关闭时截断讯号通路；在其开启时，使脉冲以最小畸变通过。

窗放大器用作线性门　如果窗放大器的阈值不保持恒定，而由一个门讯号控制时，则此窗放大器也可以被用作线性门(见图 3.65)。对于某个给定的阈值，比如 $V_{窗}$，所有幅度低于 $V_{窗}$ 的脉冲都受到抑制。仅在零阈电压作用期间内脉冲才能通过。因此图 3.65 中的电路作用如一个线性门，但要求输入脉冲的极性和最大幅度必须符合规定。

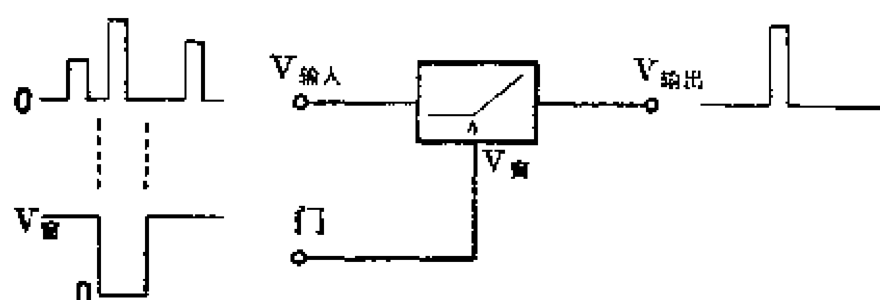


图 3.65　窗放大器用作线性门

在门"开启"状态下，门控制讯号必须严格维持在零电位，否则输出脉冲会损失一小部分(图 3.66a)或者出现台座(图 3.66c)。在后一种情况下，这种台座甚至在没有脉冲输入时也会出现，并可能被误认为输入讯号脉冲。

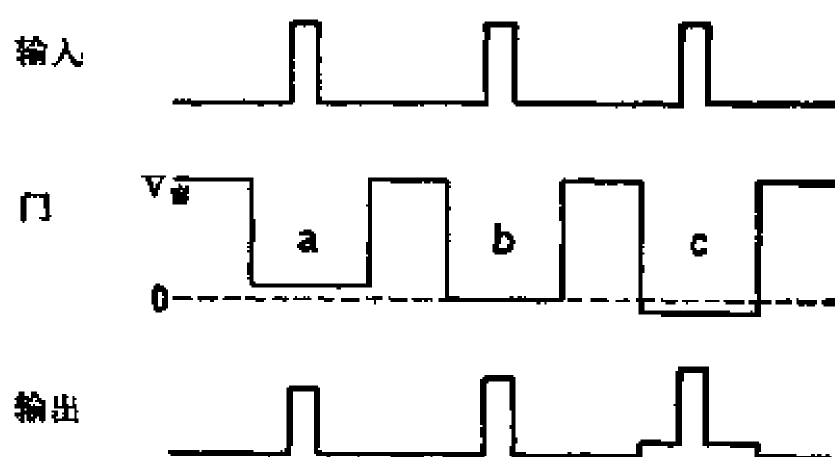


图 3.66　在门控讯号太小(a)，适当(b)及太大(c)时的线性门输出脉冲之形状

曼弗雷迪(Manfredi)等人[3.175]提出了一种用辅助回路补偿脉冲台座的方法。

电压脉冲线性门与一个相应的窗放大器具有同样的缺点：如果特性曲线未被线性化(例如没有采用反馈之类的方法[3.09:1])，则截止和传输之间的转折是不分明的。小讯号会遭受非线性畸变，小的台座也不可避免。此外，阈电压 $V_{窗}$ 的变化还会引起各个寄生电容的再充电，因此，这种门的响应很慢(参看密尔曼和陶布所著《脉冲与数字电路》第十四章之分析[3.095])。

而另一方面，拉森提出[3.056]，一个电流阈放大器特别适宜于用作线性门(参看图 3.63)，在此电路中，仅需中断偏流 $I_{窗}$，即可把门开启。图 3.67 是坎迪亚[3.092]按此原理做成的电路的简化图。在此电路中，他用晶体管 Q_1 的基极发射极结代替了图 3.63 中的二极管 D_2。门偏流(数值为 10 毫安)流经 Q_3 及二极管 AAZ13 中的 Z_2，从而阻止了 $I_{讯号}<10$ 毫安的讯号电流进入运算放大器－A。通过 R_3 还可把附加偏流加到 AAZ13 上去。所以，这个电路既可用作窗放大器，同时又可用作线性门。当截止晶体管 Q_3 使偏流断开时，对于所有幅度超过附加阈偏流的脉冲，门都是开启的。在零阈值情况下(即 $R_3\to\infty$)，调节 R_2 可使脉冲台座的幅度调到零。

图 3.67　线性门

开关型线性门　图 3.68 中那些带有开关的网络都可用来组成线性门电路。当然，在实用电路中，这些开关都要用电子元件来代替[1]。在串联门 a 中，当开关闭合时(阻抗为 $R_{开}$)，讯号只经少量衰减即被传输过去(传输系数为$R/R+R_{开}$)；而当开关断开时(阻抗为 $R_{关}$)，讯号除了 $R/(R+R_{关})$这一小部分外其余都被抑制了。显然，必须满足 $R_{开} \ll R \ll R_{关}$。在这种电路中，由寄生电容 C_p 造成的讯号传输会引起许多麻烦。

图 3.68a～d　开关型线性门

在并联门 b 中，当开关闭合时，讯号中除了 $R_{开}/R+R_{开}$ 这部分漏过去外，其余都被抑制住了；而当开关断开时，讯号以传输系数

1) 严格说来，图 3.65 也是一个二极管开关型线性门，二极管按照讯号的极性来改变它的开关特性(关-开)。

$R_{关}/R+R_{关}$被衰减通过。关系式$R_{开}\ll R\ll R_{关}$仍须成立。密尔曼及陶布[3.095]对并联门和串联门进行了系统的分析。

串联-并联门 c 或 d 的传输系数及抑制系数分别为$R_{关}/(R_{开}+R_{关})\approx 1$及$R_{开}/(R_{开}+R_{关})\ll 1$。因为$R_{开}\ll R_{关}$，故门的"开"态和"关"态是极其分明的。古尔丁[3.096]介绍了一个 c 型门，其略图表示于图 3.69。当门处于"关"态时，电流I_{34}流入①点。因$I_{34}>I_1$，故电流差$I_{34}-I_1$流过二极管D_1，①点电位为零(或者更严格地说是略负)，于是晶体管Q_1截止。另一方面，I_2流入Q_2基极，引起Q_2饱和，使得正输入讯号不能到达输出端。当门"开"时，Q_3截止，电流I_1流入Q_1的基极，使Q_1饱和。电流差$I_{34}-I_2$遂流入②点使得Q_2基极电位变得稍负，并且使Q_2截止。这样，门就被打开了。仔细调节Q_2的发射极电位(近似为零)，以补偿可能出现的脉冲台座。因Q_1的发射极电流要流过输入讯号发生器，故此发生器的输出阻抗必须很低。

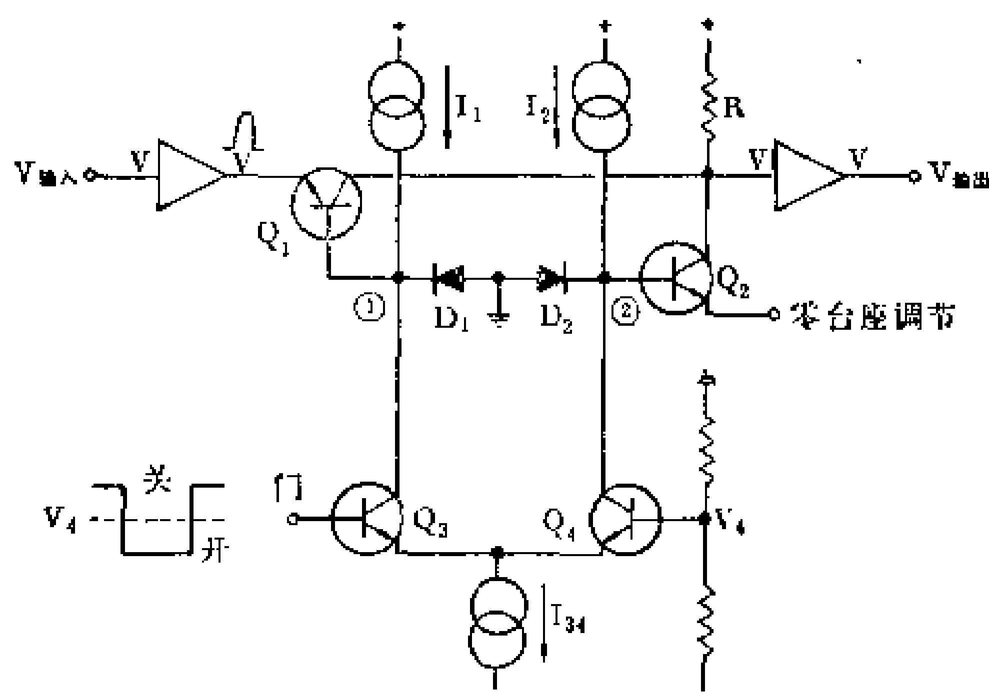


图 3.69　使用晶体管开关的串联-并联门的工作原理

巴纳等人[3.097]把两个晶体管用作图 3.68 d 电路中的开关，作成了适用于电流输入的串联-并联门，其电路原理表示于图 3.70。此电路亦需用两个对称的门控讯号。在门"关闭"时，R_1从Q_1基极引出足够的电流使得Q_1饱和，同时晶体管Q_2截止。讯号电流

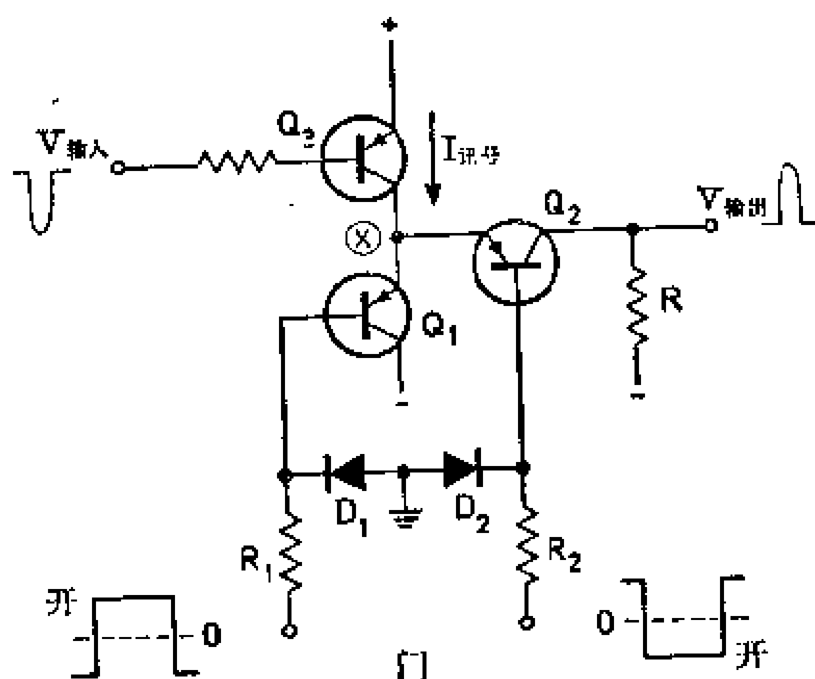


图 3.70 适用于电流输入的串联-并联门

$I_{讯号}$通过 Q_1 流到地(更严格地说是流到电源电压的负端)。在门"开启"状态下,Q_2 导电而 Q_1 截止,于是输出电压 $V_{输出}$ 正比于 $I_{讯号}$($V_{输出}=R\cdot I_{讯号}$)。尽管此电路对 50 毫微秒宽度的门控脉冲也能满意地工作,但仍嫌迟钝。在X点和地之间加进约 1 毫亨的电感可以消除由流过 Q_3 的静态电流所造成的台座[3.098]。

文献[3.176~3.178]也介绍了一些线性门。怀特(White)[3.152]描述了一个适用于快电流脉冲的快速线性门。此门被打开后即对输入脉冲进行积分。

适用于双极脉冲的线性门 以上讨论的所有线性门都只对单极性脉冲适用,或者只对双极脉冲的一半适用。如果此门直接置于 ADC 前面,则因不会出现随计数率改变的基线漂移,双极脉冲的后一半丢掉了也无关紧要。但若要求门电路必须保留脉冲形状,就得使用专门的所谓双向电路。这种电路的工作原理见图 3.71 中的二极管桥式电路。在"关"态下,所有二极管都截止——D_1 和 D_2 由 V_- 截止,D_3 和 D_4 由V_+ 截止。把对称门控讯号加到门控输入端,门电路即开启。如$|V_+|=|V_-|$成立,则一数值为 $V_+/R=-V_-/R$ 的电流使流经桥路,使所有二极管导电。若调节得当(即流过 D_1 和 D_3 的电流与流过 D_2 和 D_4 的电流分别相等),则

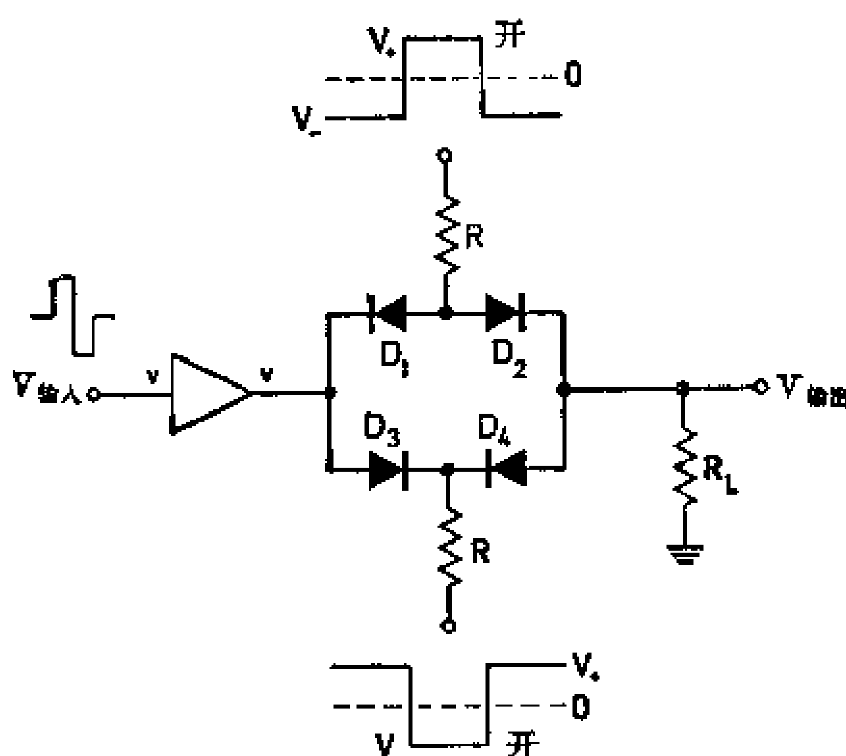


图 3.71 二极管桥式线性门

由于对称性，输出端不会出现脉冲台座。双极脉冲此时即可通过。为了使衰减小，讯号发生器的输出阻抗及二极管的动态电阻相对于R必须可以忽略，并且$R \ll R_L$也须成立（文献［3.095，3.099］对这些电路作了更详细的分析）。为了满足上述阻抗条件，通常在门的输入端及输出端分别接一个发射极跟随器，作为阻抗变换器。对称门脉冲可以象图 3.69 那样由长尾对给出[3.100,3.101]或者象图 3.72 那样由变压器给出[3.102]。在前一种情况下，可采用直流工作方式，在后一种情况下，门控脉冲的宽度显然要受变压器所限制。桥式线性门的工作速度相当快，门控脉冲的宽度可以窄到几毫微秒。

为了使那些幅度不很标准的门控脉冲也不致于造成输出脉冲台座，电阻R通常接到两个大小相等极性相反的固定电源V_+和V_-上，同时门控脉冲通过另外两个二极管再加进来。此类电路称作“6-二极管门电路”[3.095]。图 3.72 所示电路[3.103]可说明上述电路工作原理。在门“关闭”时，A 点及 B 点分别加上 −15伏及 +15伏电位，所有二极管 D_1 到 D_4 皆截止，所以门是关闭的。流经两个

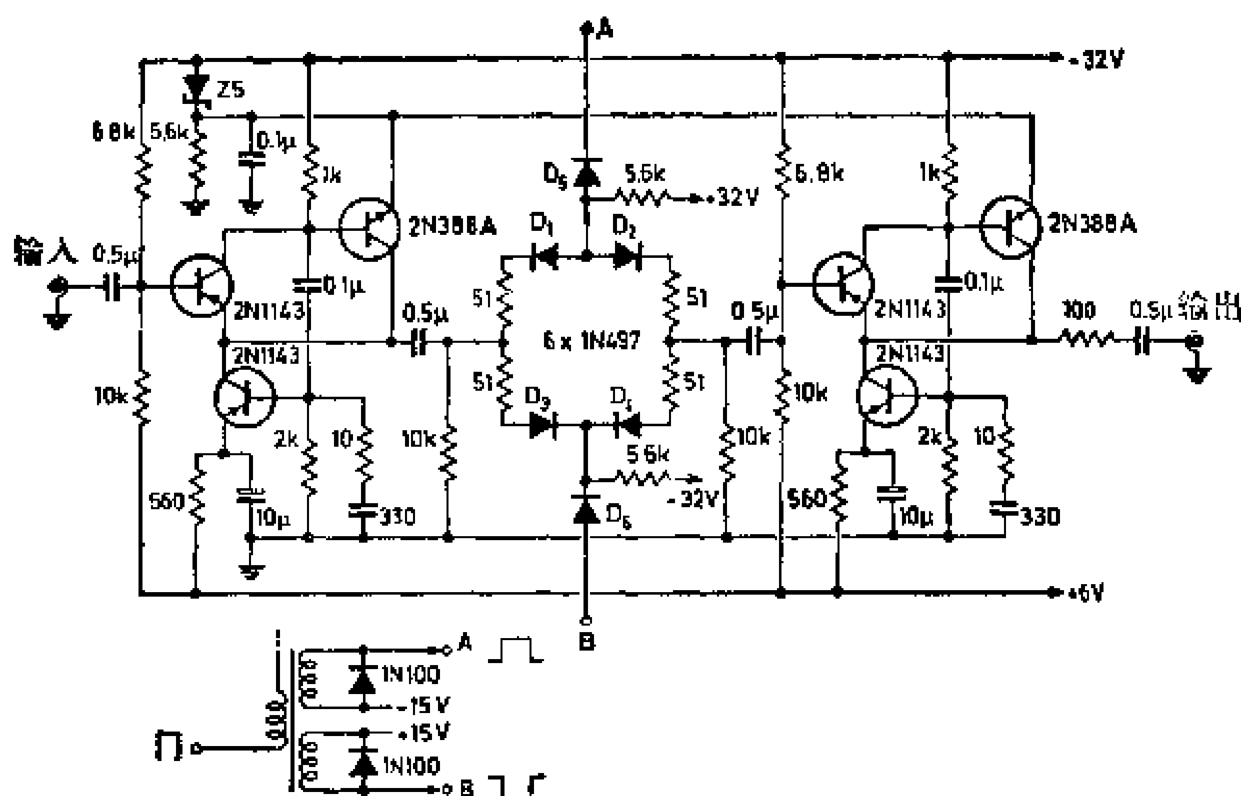


图 3.72　6-二极管门电路

5.6 千欧电阻的电流通过 D_5 和 D_6 分别馈送到 −15 伏和 +15 伏电源的接头上。在门"开启"时，两个变压器绕组分别向 A 点及 B 点给出两个幅度约 30 伏而极性相反的脉冲，它们使二极管 D_5 及 D_6 截止。这样，流过两个 5.6 千欧电阻的电流便通过二极管桥路把门打开。这个电流只由±32 伏电压及两个有精确数值的电阻给定，与门控脉冲的实际高度和对称性无关。适当调节电阻值的大小，可以消除脉冲台座。此门的输入端及输出端各接一个怀特发射极跟随器。文献[3.179]还介绍了另一种线性很好的二极管桥式线性门。

用脉冲变压器也可以做成双向门。此时讯号通过二极管加到变压器的初级绕组上，二极管的导电和截止由一个门控讯号来控制[3.104,3.105]。

2-二极管数字"与"门（参看第六章）的输出讯号与输入讯号中幅度较小者相同。利用这个特点可以作成一个比较简单的线性门：讯号脉冲加到"与"门的一个输入端，控制讯号加在另一端。为使门"关闭"，控制电压必须为零；而为使门"开启"，控制电压的幅度应高于最大讯号幅度。文献[3.106]描述了基于这种原理的二极管门电路。文献[3.107]还介绍了相应的晶体管门电

路。这种由"与"门作成的线性门会产生比较高的脉冲台座，常常需用辅助电路加以补偿。

3.5. 脉冲展宽电路

如果在某个给定短时间内，要把脉冲的幅度信息模拟地存贮起来，以便进行幅度测量或者与另一个脉冲比较，则需要用脉冲展宽器。脉冲展宽器的原理是用一个短时间常数的非线性元件把电容器充电到输入脉冲的全高度．由于这个非线性元件具有很高的反向电阻，所以存贮的电荷在给定时间内能够保存下来。脉冲展宽器有三种基本形式，如图 3.73 所示。存贮电容器 C 可以通过电阻 R 指数放电（图 3.73a），也可以通过一个恒流发生器 I_C 线性放电（图 3.73b）。此外，放电也可用一个开关（例如晶体管）来起动，由输入脉冲延迟一段 Δt 时间间隔后去触发此开关（图 3.73c）。在最后一种情况下，可以产生一个近似矩形的脉冲，它有最佳的纵横比（在顶部的脉冲宽度与在底部的脉冲宽度之比）。

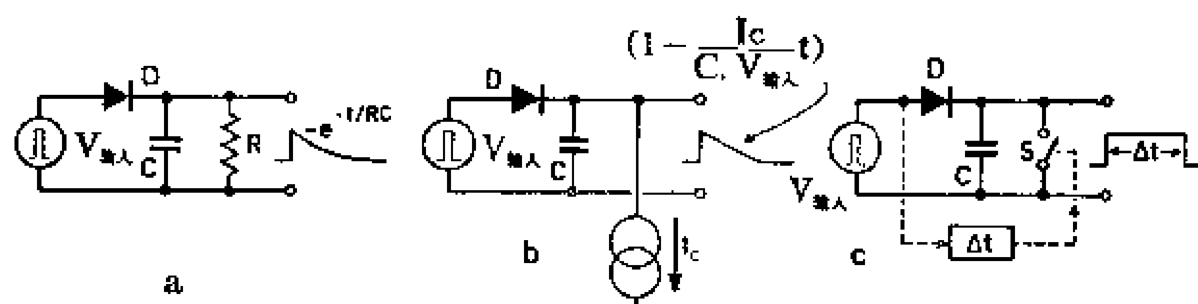


图 3.73 a～c　脉冲展宽器电路

通常用二极管作非线性元件，有时也可用晶体管的基极-发射极结作非线性元件。存贮电容器以时间常数 $R_F\cdot C$ 进行充电，这里 R_F 代表二极管正向电阻与脉冲讯号源输出阻抗之和。若不管输入脉冲形状和宽度如何，要把 C 充电到输入脉冲的全高度，则时间常数 $R_F\cdot C$ 必须选得比脉冲的最小宽度 $\delta_{最小}$ 还要小。但 $R_F\cdot C$ 不能做得无限小，因为即使脉冲讯号源的输出阻抗可以忽略，R_F 仍保持等于二极管的非零正向电阻。而且 C 又不能做得无限小（参看下面），所以展宽脉冲的最小宽度是有限制的。根据坎迪

亚[3-193]的文章能够计算出充电过程的时间特性，精确度也还可以。

具有反馈的脉冲展宽器　电阻 R_F 可以用引入负反馈的办法来减小[3-042,3-056]。图 3.74 表示了这种电路的工作原理。没有必要对此电路的工作原理作更详细的说明。由于电阻 R 通常端接一条同轴电缆，欲被展宽之脉冲即呈现在其输出端，故 R 之值通常选

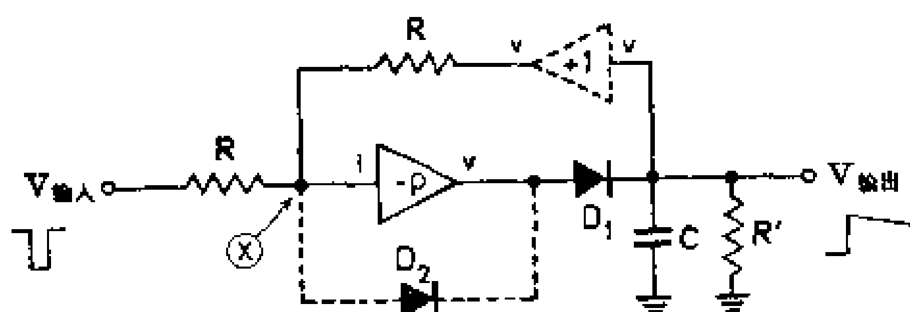


图 3.74　有反馈的脉冲展宽器

为 50～100 欧。因而必须用一个阻抗变换器（发射极输出器，图中用虚线表示）把反馈回路与存贮电容隔开。放电时间常数遂为 $R'\cdot C$，这里 R' 代表负载阻抗与此阻抗变换器输入阻抗之和。

必须指出：反馈回路仅在充电过程中才是闭合的，在输入脉冲的后沿部分，二极管 D_1 截止。同时，整个输出脉冲 $V_{输出}$ 反馈到放大器输入端 X，并使放大器过载。采用 D_2 构成的另一个反馈回路，这种过载即可避免。此外，这个放大器必须不仅能处理窄的输入脉冲，而且在长的展宽期内工作点不发生任何改变，保持良好的稳定性。因此，最好是用直流放大器。在 R 用作电缆的终端负载时，则不管反馈回路的状态如何，X 点必须保持是虚地。故用一个有共基极输入级的电流-电压变换器作这样的放大器是很有利的。在 $b=1$ 深度反馈的情况下，此系统会出现某些振铃以及上冲，但若适当安排电路，并用一个几欧的限流电阻与 D_1 相串联，这种振铃和上冲可以消除。

充电二极管的寄生特性　半导体充电二极管 D 的非理想截止特性会限制脉冲的最大可能展宽值。首先，二极管的反向电阻 $R_{反向}$ 总是与 C 并联着的（见图 3.73），这就使放电时间常数限制在 $\leqslant R_{反向}\cdot C$。其次，由于二极管寄生电容 C_p 的作用，当输入电压回

到零时，存贮在 C 中的电荷要损失一部分 $C_p/(C+C_p)$。更精确地说，有某个存贮电荷 q 保留在二极管的 P-N 结内，这个电荷的值要受很多因素的影响，实际充电电流即是其中之一。这个电荷必须在结截止之前先流出去(参看文献[3.108, 3.109]或其他半导体教科书)。由于电荷减少了 q，C 两端的电压要减少 q/C。q/C 与 $V_{输入}$ 相比必须可以忽略，这就造成了 C 的下限。

可以用一个如图 3.75 所示的电路来改善二极管的非理想截止特性。凯利[3.110]已把这个电路用在一个真空管脉冲展宽器中。电容 C 通过两个串联起来的二极管 D_1 和 D_2 充电。C 两端的电压通过一个阻抗变换器(发射极跟随器)和另一个二极管 D_3 反馈到 Y 点。因为 Y 的电位在充电过程中与输出电位 $V_{输出}$ 近似相等，故没有电流流过 D_3。当输入电压回到零后，二极管 D_1 截止，D_1 的反向饱和电流和 D_1 中所贮存的电荷不从 C 引出，而是通过 D_3 从展宽器的低阻抗输出端引出。于是，Y 点的电位只比电容 C 的电位稍低，而二极管 D_2 只是稍微截止，使 C 不致放电。显然，发射极跟随器的电位降必须用适当方法加以补偿。

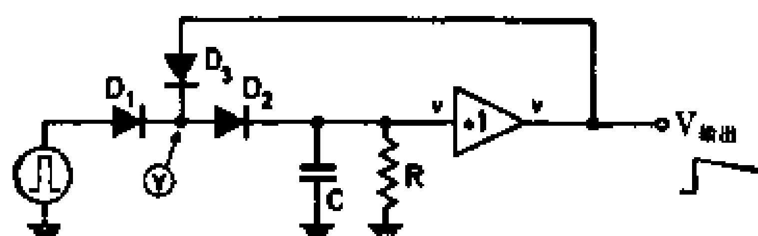


图 3.75 用脉冲展宽器来改善二极管截止特性

当然，图 3.74 及图 3.75 所示电路的各种组合也可用作脉冲展宽电路。

实用电路 迈耶[3.111]评述了早期的真空管电路。在萨拉津(Sarazin)[3.112]介绍的脉冲展宽电路中，电容 $C=27$ 微微法通过由两个跨导甚高的电子管($g_m=35$ 毫安/伏)串接组成的阴极输出器充电，当输入脉冲的宽度窄到 5 毫微秒时，此电路还能令人满意地工作。卡明斯(Cummins)等人[3.113]把普通的阴极射线示波器的寄生输入电容作为存贮电容 C，C 的放电由讯号脉冲本身通过一

段延迟线以后控制。此电路能够很方便地从示波器荧光屏上观察窄脉冲。凯勒(Keller)[3-101]设计了一个具有共基极输入级的电路，此电路可接受的输入脉冲的最小宽度为20毫微秒。快速二极管(HD5000)或硅晶体管都可用作这种非线性元件。用硅晶体管时，充电和放电的时间常数之比为$1:10^6$。在1:10的幅度范围内，电路的线性好于5%。被展宽的脉冲从一个发射极跟随器取出，此跟随器是用输入阻抗极高的*MOS*(金属-氧化物-半导体)晶体管*RCA* TA2330做成。韦迪金(Weddigen)等人[3-114]发表了图3.73类型的脉冲展宽器，对宽度窄到6毫微秒的输入脉冲，此电路还能正常地工作。其工作原理概示于图3.76中。平时晶体管Q_1及Q_2都是导电的，C的电位由Q_1的基极电位给定，而流过Q_2的电流由R_1，R_2和R_3确定。输入脉冲用来触发一个具有很小延迟的隧道二极管单稳多谐振荡器*TD*，它给出一个宽度约1微秒的负脉冲，使晶体管Q_2截止。与此同时，存贮电容$C=50$微微法便通过晶体管Q_1被充电到输入脉冲的全高度。当输入脉冲回到零后，Q_1也截止。C上的电荷便一直保存到1微秒以后通过Q_2放电为止。已被展宽的输出脉冲可通过一输入阻抗约为4兆欧的串接发射极跟随器取出。当输入脉冲幅度在0.1～2.5伏之间，宽度在6～300毫微秒之间变动时，展宽器的积分线性好于2%。

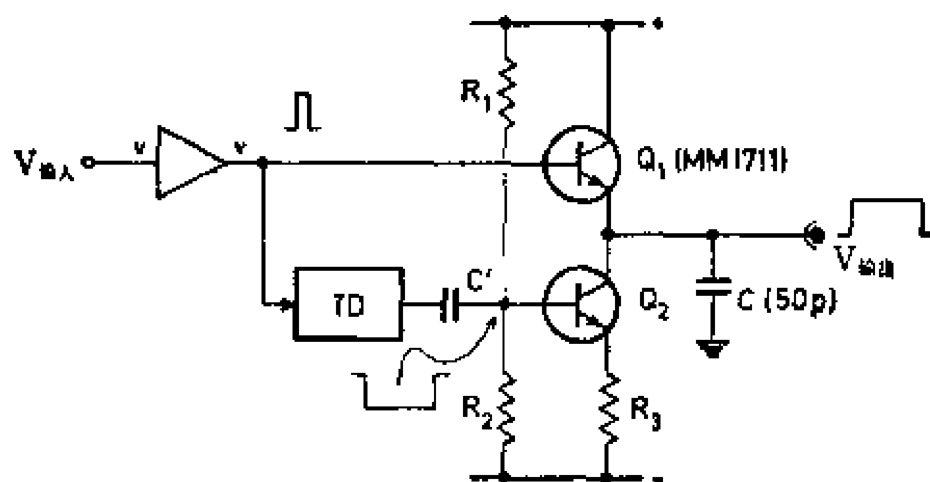


图3.76 实用的脉冲展宽电路[3.114]

高约特(Goyot)等人[3.180]介绍了一个普通毫微秒脉冲展宽器。洛坦(Looten)等人[3.181]描述了一个发射极跟随器形式的毫微秒脉冲展宽器，其输出脉冲的幅度正比于输入电荷的积分值。

克雷布(Craib)[3.115]建议用延迟线来展宽脉冲。他把集总参数的人工延迟线中的所有电容器同时充电，从延迟线的适当匹配端得到了宽度与延迟时间相应的展宽讯号。欧文斯(Owens)等人[3.183]讨论了由扼流圈和偏置二极管组成的非线性延迟线在核子仪器中的应用问题。格肖(Gersho)[3.116]介绍了一种能把讯号展宽或变窄、但不会造成讯号形状畸变的常用技术。其原理用图 3.77 很容易说明。进入延迟线的讯号从不同点取出，并通过一个(电

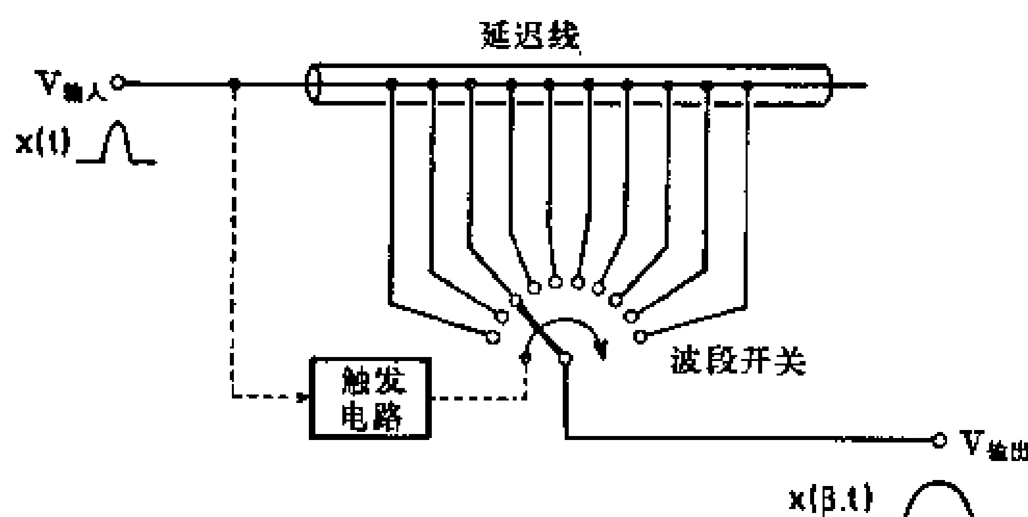


图 3.77　脉冲展宽技术[3.116]

子)波段开关送到输出端。波段开关的动作由输入脉冲通过适当的触发电路来控制。当波段开关固定在某个位置时，输出脉冲就对应于某个输入脉冲 $V_{输出}=V_{输入}$(忽略了一段恒定延迟)。如果波段开关的动作与讯号在延迟线中的传播同步，则在输出端总会出现同样的电压，输入讯号于是便无限地被展宽。但如果在讯号传播方向上(箭头所指)波段开关的旋转动作较慢，则得到一个有限展宽之脉冲：$X(t)\rightarrow X(\beta\cdot t)$，而 $\beta<1$。若波段开关的旋转方向与讯号传播方向相反，则将得到一个变窄了的输入讯号($\beta>1$)。

3.6.　快脉冲放大器

在高能物理中，特别是在脉冲粒子加速器上做实验时，往往必须在很高计数率下对脉冲进行处理。在这种情况下，需要用到快速的半导体探测器和闪烁计数器或契伦科夫计数器，同时还需要

对这些快讯号进行必要的选择(幅度甄别、符合),这在 3.1.3 节中已简单地提到过。从探测器出来的电流讯号必须加以放大,特别是在使用半导体探测器时;而当闪烁计数器和契伦科夫计数器在高计数率下使用时,也必须如此,因为此时与之联用的光电倍增管的最大阳极电流将受到限制。放大这种讯号的放大器必须很快(上升时间大约 1 毫微秒),而且不能使脉冲形状发生畸变。但从另方面看,对线性、增益、温度稳定性的要求,相对于慢放大器(≈1 微秒)来说,则可稍微降低一些。

放大器的上升时间(或它的带宽),一方面要受实际的负载阻抗和寄生电容(它们共同组成积分器)的乘积的限制,另方面还要为所用的有源元件的固有响应所约束。由于电压增益正比于负载电阻,故只有牺牲增益方能得到快的上升时间。在高频时,晶体管的正向电流传递比 $\beta(=h_{fe})$ 会变低,增益与带宽之乘积于是近似为常数。所以晶体管在 $\beta(f_T)=1$ 时的上截止频率 f_T 足以表征它的频率响应。

分布式放大器　在用真空管时,由于其跨导低,要获得高的电压增益必须用很大的负载电阻。所以放大器的上升时间主要决定于板极和地之间的寄生电容 C_P,而不决定于管子的固有频率响应。而且构成 C_P 的不单是外电路的电容,特别还有管子内部的极间电容。遗憾的是管子的跨导越大,电容 C_P 也越大。这个问题在所有关于高频技术的课本中都有所论述[3.019]。把几个管子通过集总参数延迟线并联起来,可获得较快的上升时间(图 3.78)。由于在栅极电路和板极电路中的各个延迟线段的延迟时间是相等的,故通常输入和输出之间的总延迟相同,而与通过各具体管子的实际讯号路径无关。因此,这些管子的跨导都加到一起了。而各个管子的寄生电容被电感 L 所隔开,其作用仅仅是增加了各延迟线段的电容 C。改变 C 可以把总电容 $C+C_P$ 调节到适当的值。

文献[3.117～3.121]描述了这种分布式放大器,文献[3.122]对晶体管分布式放大器进行了探讨。这种放大器可获得约 1 毫微秒的上升时间,但必须仔细调节。增益也很难达到长期稳定。

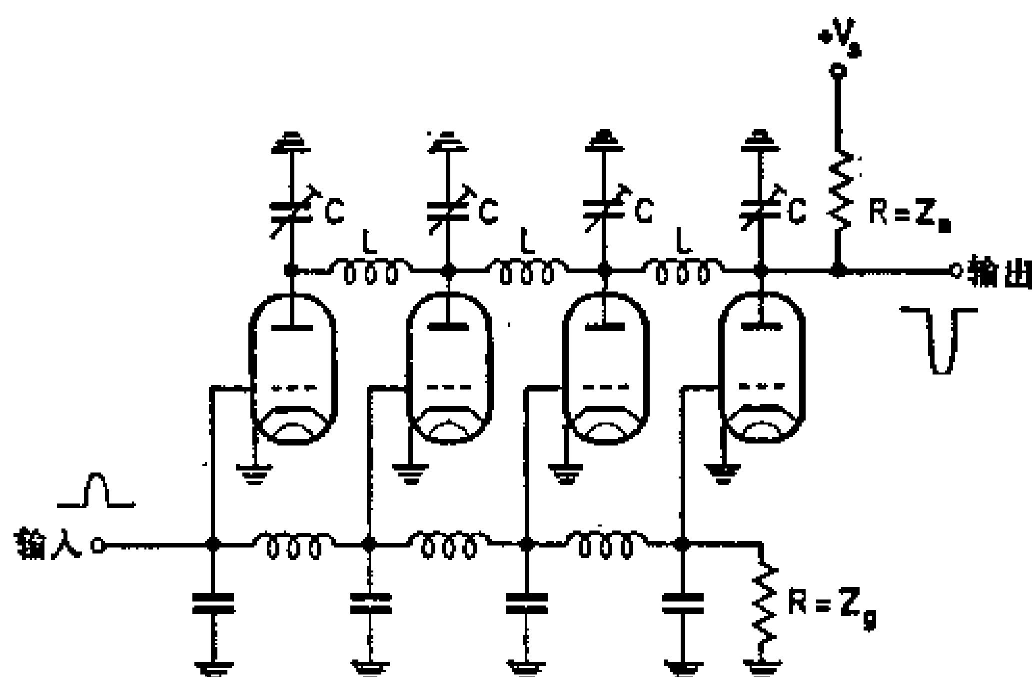


图 3.78 真空管分布式放大器

晶体管快放大器 由于晶体管的互导很高，而且外部电路很容易用低值电阻作成，所以放大器的上升时间只取决于所用晶体管的固有频率响应。可以用很多等效电路[3.123]来近似地描述晶体管在高频情况下的物理特性，我们就以这些等效电路为出发点来进行电路综合。

由于讯号通过每一放大级的传播时间较长，要想靠含有多个放大级的反馈回路来改善放大器的频率响应是不现实的。因此，必须采用象图 3.79 所示的那种单级（也就是一个晶体管）的反馈电路（也可参看图 3.82 中由两个晶体管组成的反馈级）。

电路分析的一般程序如下：根据所用的晶体管等效电路，算出这一级的响应函数 $G(p)=\hat{V}_{输出}/\hat{V}_{输入}$。通常 $G(p)$是两个多项式的分式：

$$G(p)=\frac{1+a_1p+a_2p^2+\cdots+a_np^n}{1+b_1p+b_2p^2+\cdots+b_mp^m}, \tag{3.55}$$

其中 $m>n$。为了使放大器稳定工作，$G(p)$ 的所有极点的实部必须是负的。而由负极点实部得到的响应是非周期的。根据文献[3.124]，一个具有(3.55)式响应函数 $G(p)$ 的放大器，其上升时间 t_r 及延迟时间 t_d（讯号传播时间）为：

$$t_r=\sqrt{2\pi[b_1^2-a_1^2+2(a_2-b_2)]}$$

和

$$t_d=b_1-a_1. \tag{3.56}$$

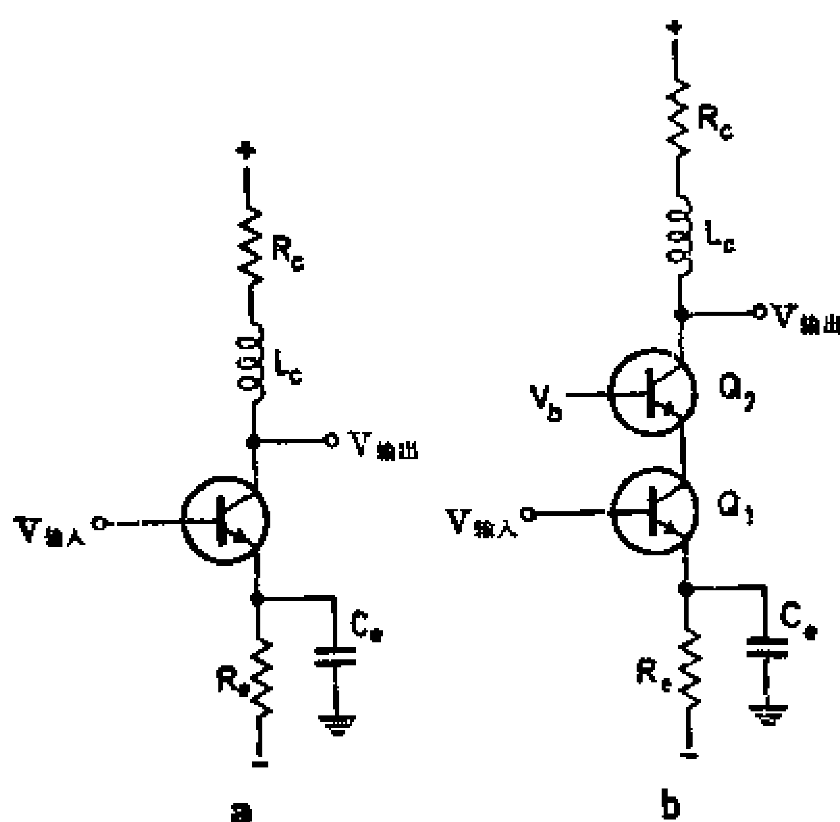


图 3.79a 和b　有负反馈的晶体管放大级

在图 3.79 的电路中，引入适当选择过的补偿元件，可以改变对应的响应函数 $G(p)$以获得所要求的 t_r。但由于等效电路参数值大多数是未知的，而且还随幅度改变，所以只能凭经验从调节实际电路来获得最佳的 t_r 值。关于各种基本电路的分析，可参考早期的文献[3.125～3.130]。

在图 3.79a 电路中，电阻 R_e 用作反馈元件。如果 $R_e \gg \frac{kT}{eI_E}$（其中 I_E 代表发射极电流），则该级的增益近似等于 R_c/R_e。通常 R_c 选取在 100 欧～200 欧之间，$R_e \approx 50$ 欧，$I_E \gtrsim 10$ 毫安。电感 L_c（约几十毫微亨）及“发射极峰化”电容 C_e 用于补偿高频增益亏损。它们必须通过实验调节，在快上升时间和小的上冲之间取最佳的折衷值。图 3.79b 的电路利用了共基极晶体管非常快的特点。在串接电路 b 中，晶体管 Q_1 作用在 Q_2 的低发射极阻抗上，故 Q_1 的电压增益为“零”，其基极-集电极电容就不会因米勒效应而放大。此电路的上升时间几乎只取决于 Q_1 的特性，而增益仍然由 R_c/R_e 决定。因为 Q_2 的上截止频率 f_{T2} 可以选得比 f_{T1} 所必须具备的值低一些，故 Q_2 可选用集电极额定功耗大一些以及集电极-基极击

穿电压也高一些的晶体管。这样，输出电压范围就可扩展到10伏以上。

因为晶体管的内部电容与讯号幅度有关，而补偿(用 L_e 或 C_e，或同时用 L_e 和 C_e)是针对某个给定讯号幅度适当调节的，因此对工作在大动态范围内的放大器，这一级对幅度较高或较低的脉冲就可能是过补偿或者欠补偿的。艾伯里杰-夸兰塔(Alberigi-Quaranta)等[3.126] 提出了一个电路(见图 3.80)，其中补偿电容 C_e 通过一个偏置在截止区的二极管再接到发射极上。于是，发射极峰化电容对某些较高幅度的讯号才发挥其补偿作用。实验中，此偏压通过电位器进行调节。

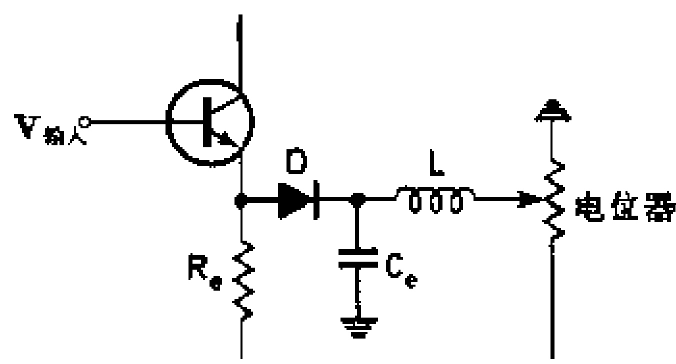


图 3.80 随脉冲幅度而变的补偿网络

电流和电压分别被放大的电路 虽然图 3.79 所示的共发射极电路可同时放大电流和电压，既简单又便宜，而且如果用快速晶体管，也可以很快[1]，但我们通常还是情愿用更快的共基极级和发射极跟随器联合组成的电路。科利(Coli)等人[3.131] 在图 3.81 所示的电路中，把电压放大和电流放大分别在共基极级 Q_1 和发射极输出器 Q_2 中进行。另一个共基极级 Q_3 用作电压-电流变换器以获得高阻抗电流输出。由两个 2N918(N-P-N)和一个 2N976(P-N-P)配合作成的这种电路，在 $A=10$ 时上升时间为 2.5 毫微秒。

把图 3.81 中的电路稍作修改，就可以得到快放大器电路(图 3.82)。拉什(Rush)[3.128] 对它进行了详细分析。共基极级晶体管

1) 伦斯福德(Lunsford)[3.132] 介绍了一种放大器，其 $A=100$ 及 $t_r=1$ 毫微秒。

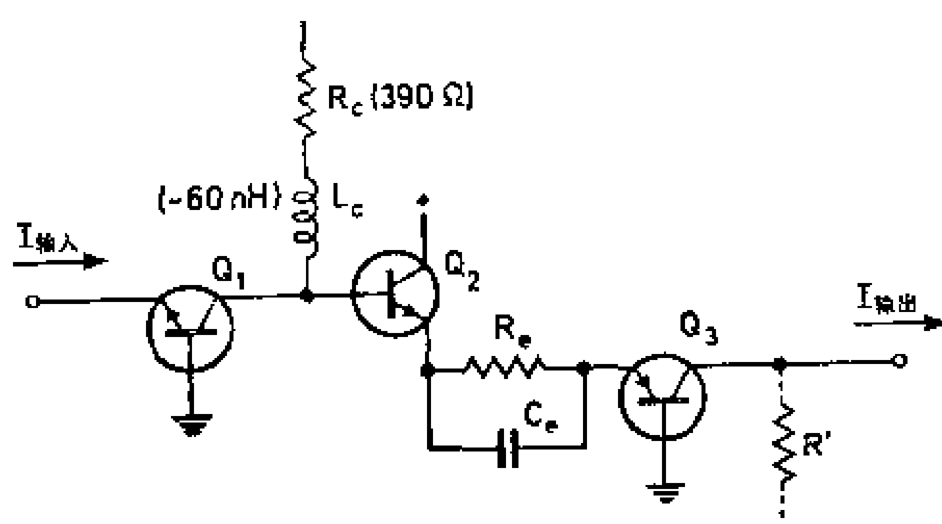


图 3.81 科利等人[3.131]设计的放大级

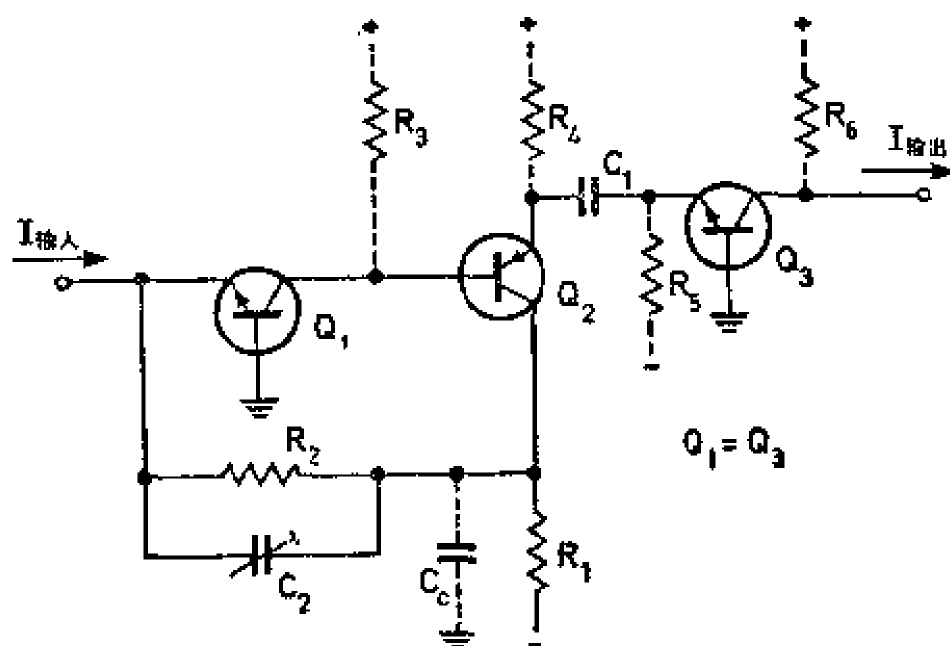


图 3.82 快放大器[3.128]

Q_1 直接作用在发射极跟随器 Q_2 的输入阻抗上，而 Q_2 本身又以另一个共基极 Q_3 的极低输入阻抗作为负载。电阻 R_3, R_4, R_5 和 R_6 仅仅用来调节各晶体管的工作点，它们的值比相应的晶体管阻抗大得多，故几乎没有讯号电流流过 R_3 或 R_4。所以此电路起的作用好似一纯粹的电流放大器。Q_1 集电极和 Q_2 发射极的电位都不会发生改变，从而避免了寄生电容的慢充电和慢放电。其增益可用 R_1, R_2 组成的反馈回路来稳定。电压讯号由 Q_2 集电极引出。集电极寄生电容 C_c 影响不大，因为它可通过 C_2(0.5～5 微微法)补偿掉。

拉什引入某些简化条件[3.128]，算出此电路的上升时间为:

$$t_r = \frac{1}{f_{T1}}, \tag{3.57}$$

这里 f_{T1} 代表 Q_1 的上截止频率，对于非周期响应(没有上冲)，增益 A 一定为:

$$A=(R_1+R_2)/R_2=4(f_{T2}/f_{T1}), \tag{3.58}$$

这里 f_{T2} 代表 Q_2 的截止频率；再考虑到 (R_1+R_2) 高于共基极级 Q_1 的输入阻抗，关系式(3.58)可用来计算 R_1，R_2 的值。图 3.83 画出了这种放大器电路的详细图，其增益 $A\approx1500$，上升时间 $t_r\approx$ 3 毫微秒。这些从实验中得来的数据与由关系式(3.57)和(3.58)算出来的估计值符合得很好(计算时，关系式中 f_T 的数值取自厂家的晶体管型号产品目录中的数据)。除了快速晶体管 2N709 ($f_T=800$ 兆赫)和 2N976($f_T=900$ 兆赫)之外，末级用了 2N2368 型晶体管($f_T=650$ 兆赫)，以便牺牲一些上升时间而把线性范围扩展到约 3 伏。

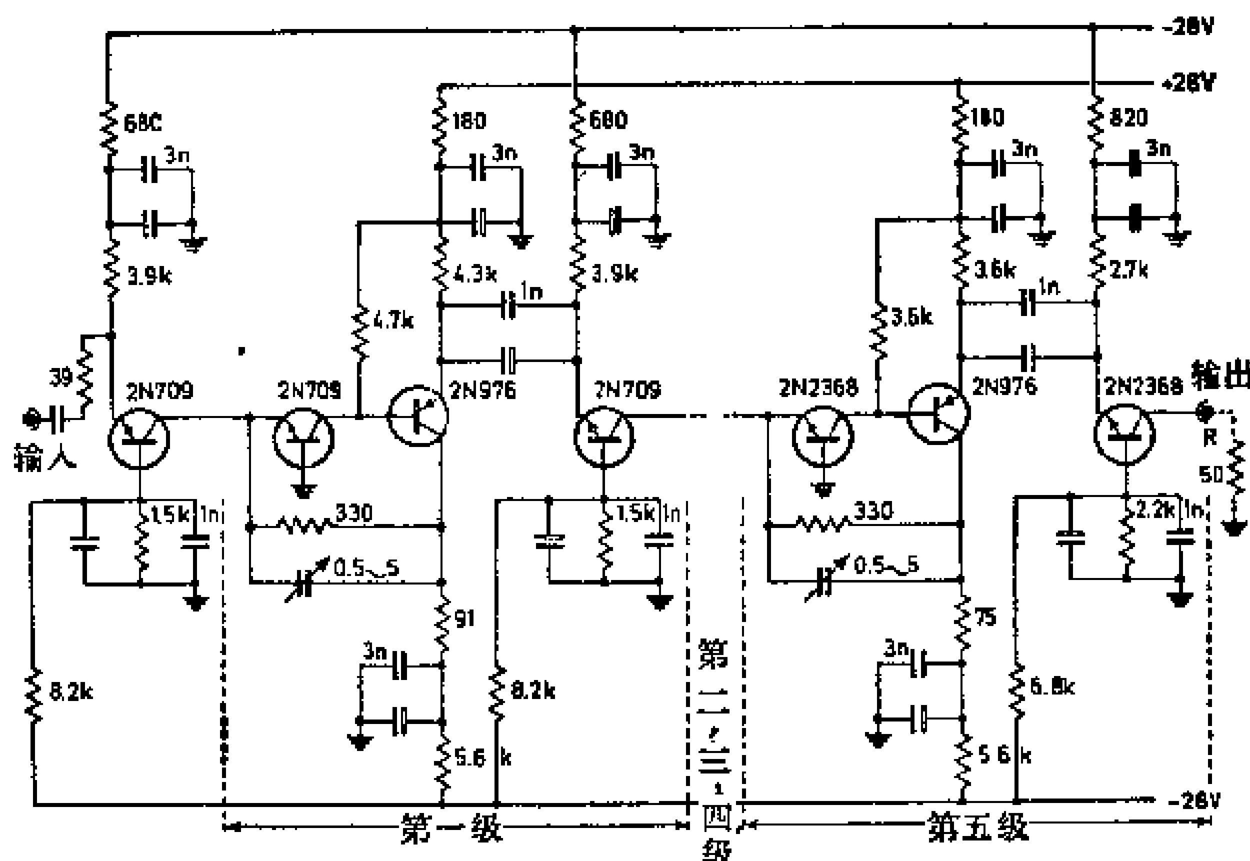


图 3.83 五级放大器[3.128]

增益 $A=1500$，$t_r=3$ 毫微秒(第二、三、四级与第一级相同)

文献[3.183～3.187]还介绍了一些更实用的电路。

宽脉冲猝发的放大　在脉冲粒子加速器上进行实验时，放大器在一段短时间内(几毫秒)要接收到计数率极高的脉冲。为了避免基线位移或者饱和效应，放大器必须从头到尾采用直接耦合。此外，在低脉冲计数率时适合于调节晶体管工作点的偏置网络(由电阻和阻塞电容器组成)也会引起麻烦。

图 3.84*a* 例示了在具有偏置网络 R_1/C_1 的共发射极放大级中所发生的上述情况；当脉冲计数率突然增高时，(1)点的电位也升高，于是引起集电极处的基线位移。这种基线位移可以按照弗韦吉(Verweij)[3.133,3.134] 的方法，在集电极电路中引入另一个偏置网络 R_4/C_2 来补偿。如果(1)点的时间常数与(2)点的时间常数相等，则(2)点电位的降低恰恰补偿了(1)点电位的升高，集电极处的基线位移就可以忽略。当然，(1)点电位也不可升高到使晶体管截止(即所谓自灭效应)的程度，所以脉冲猝发的最大持续期要受到限制。

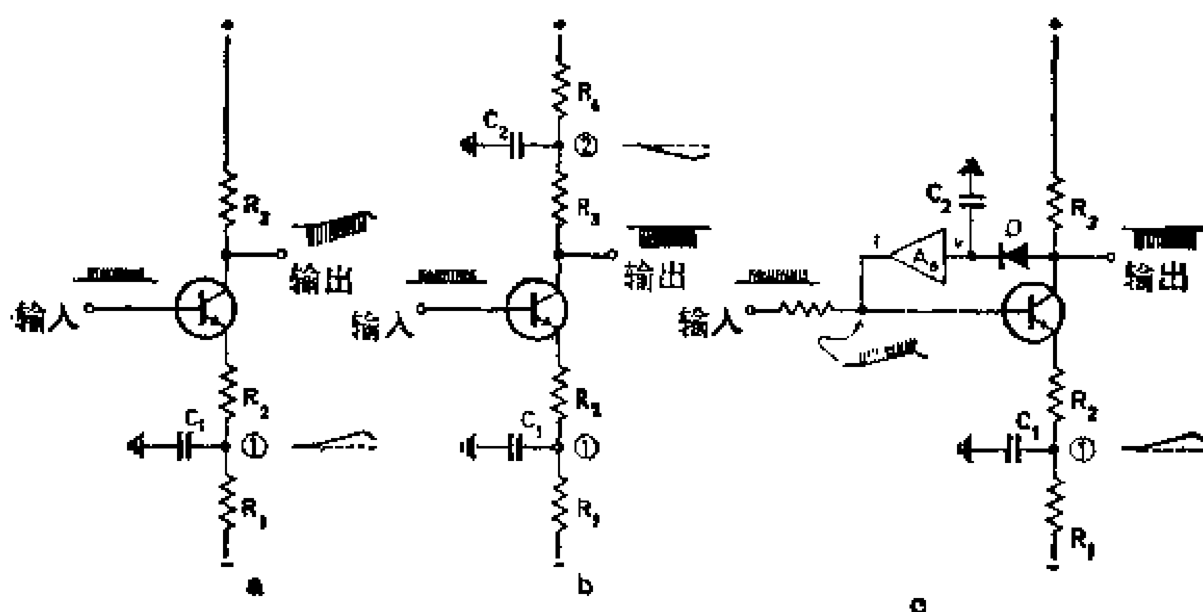


图 3.84 *a*～*c*　用快放大器放大脉冲猝发[3.134]

弗韦吉还描述了另一种稳定基线的方法，他使用了一个带有箝位二极管 *D* 的非线性反馈电路(图 3.84*c*)。虽然任何正下冲都会被 C_2 积分并且通过放大器 A_s 反馈到输入端，但是，负脉冲却不

影响 D 而直接输出。晶体管的驻流于是可以保持为常数。当然反馈回路的时间常数必须远大于单个脉冲的宽度，但另一方面，反馈回路可以包含一个以上的直流耦合放大级。(1)点的大时间常数和 C_2 的数值会影响放大器的低频响应：虽然任何持续期内的窄脉冲猝发都可传送过去，但单个脉冲的宽度却受到一定限制。

艾伯里杰-夸兰塔等人[3.126,3.135,3.136]推荐用齐纳二极管代替阻塞电容器来调节晶体管的工作点。也有人把齐纳二极管用在快放大电路中来测量猝发脉冲。齐纳二极管确实消除了工作点因脉冲计数率变化而改度的弊病；但由于没有图 3.84 电路中的那种直流反馈，从一个内阻很低的电压源供电给晶体管对电路的温度稳定性是不利的，所以，实际上到底选用哪种电路要根据具体情况来决定。

爱泼斯坦(Epstein)等人[3.137~3.140]描述了其他一些晶体管快放大器。艾吉诺(Ageno)[3.141]等人把电流和电压分别放大，并用快速脉冲变压器进行电压放大。两个变压器之间的电流放大用发射极跟随器来实现。杜勃洛夫斯基(Dubrovskij)利用这一原理做成一个多级宽带放大器，其增益为 $A=8$，上升时间为 $t_r=4.2$ 毫微秒[3.142]。

4. 模拟-数字变换器

如第一章所述，记录相应于所选事件的脉冲是用数字装置来完成的。因此，需要将脉冲所运载的模拟信息数字化，也就是说，需要确定一个给定的脉冲是否应当记录以及应当记录在什么地方。完成这种工作的电路称为模拟-数字变换器，简记为 ADC。

在模拟-数字变换器中，模拟脉冲所运载的信息会损失掉一部分。当然，损失掉的只是我们所不感兴趣的那部分，这对于提取相关信息是必要的。这里可能有下述两种情况：

1. 只有服从一定标准的那些脉冲（例如其幅度大于预选值的那些脉冲）才能产生出标准化的数字脉冲，而不合标准的那些模拟脉冲便被抑制掉。这种类型的电路称为甄别器。

2. 将被测量的脉冲参量（最重要的是脉冲幅度）变换成数字编码讯号。而相应的数字讯号与每个模拟脉冲相联系，实际上所有的模拟脉冲都被编码。严格地说，这种型式的电路才是模拟-数字变换器。

信息的损失量在各种情况下有所不同。对记录甄别器的输出脉冲而言，一个简单的定标器或单个的存贮单元就能满足。在第二种情况下，则需要一定数目的存贮单元，其数目等于模拟值的可能范围被划分的间隔数。严格地说，数字讯号代表记录相应事件的存贮单元的地址。

然而，这两种型式的电路之间并没有质的差别，而只有量的差别。例如，可将一定范围的脉冲幅度分成几个区间，而每个区间选用一个甄别器。这样，所有的模拟脉冲都不会漏失，因为它总可以作为某个甄别器的输出脉冲出现。另一方面，模拟-数字变换器只接受幅度大于某一最小值的脉冲[1)]。于是抑制了脉冲幅度谱的

1）为防备噪声、交流声等所必需的。

一部分。尽管如此，一个 n 重多道甄别器在 $n \gtrsim 10$ 时就已经变得很庞大，因此必须寻找脉冲幅度直接数字化的方法。

4.1. 脉冲幅度甄别器

如第三章第一节中所述，在脉冲放大过程中，模拟信息通过负反馈可以特别有效地保存下来。所以，我们可直观地预期，模拟信息的必要简化可以通过正反馈实现[4.001]。事实上，深度正反馈的放大器就变成了具有阈特性的多谐振荡器电路，所以它可用作甄别器。下一节我们讨论多谐振荡器用作甄别器时所具有的一般特性。

4.1.1. 多谐振荡器的原理

图 4.01a 画出了一个放大器的理想特性。此电路的输出电压 $V_{输出}$ 有一段线性区，在此区内增益为常数。线性范围的上下限 V_1 和 V_2 与末级晶体管的饱和态与截止态近似相应。对于幅度处于线性区以外的输入电压 $V_{输入}$，特性曲线 $V_{输出}=f(V_{输入})$沿水平方向延伸。必须指出，V_1 和 V_2 是放大器 $+A$ 的固有常数，而与所加的线性反馈无关。

对具有负反馈的电路(图 4.01b)而言，其特性曲线线性部分的斜率较小，所以输入电压 $V_{输入}$ 的线性范围较大。从(3.05)式得出增益 $dV_{输出}/dV_{输入}$ 为：

$$\frac{dV_{输出}}{dV_{输入}}=\frac{A}{1+bA}, \tag{4.01}$$

式中 A 和 b 的含义从图中可清楚地看出。

反馈信号 $b \cdot V_{输出}$ 亦可与原来的输入讯号相加，以增强放大作用。这种正反馈放大器(图 4.01c 和d) 的增益可以通过下述办法直接估算出来，即把负反馈和正反馈之间的差别，仅认为是改变一个极性。因此，用 $-b$ 代替(4.01)式中的 b，我们就得出正反馈放大器的增益为：

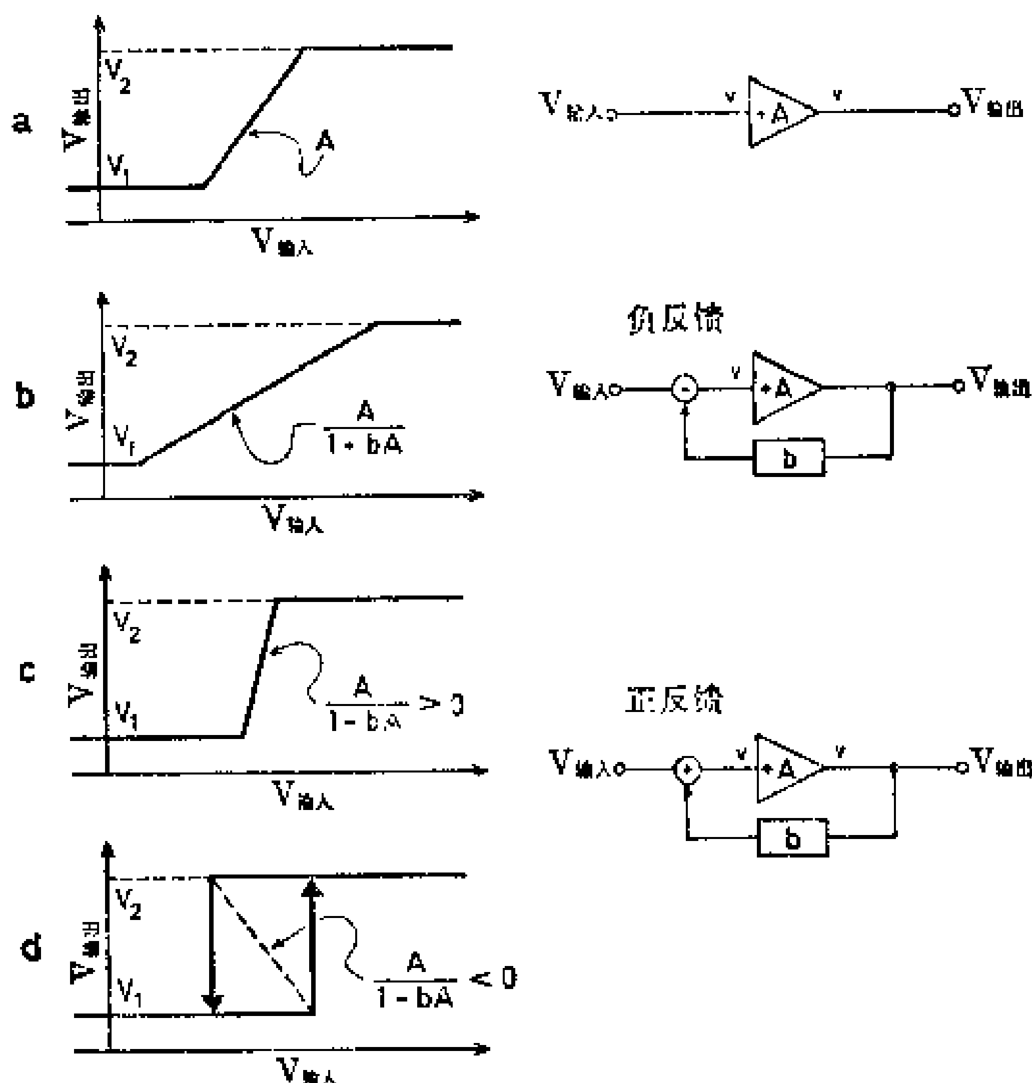


图 4.01 $a\sim d$　分别带有负反馈和正反馈的理想放大器的特性

$$\frac{dV_{输出}}{dV_{输入}}=\frac{A}{1-bA}. \tag{4.02}$$

只要回路增益 bA 保持小于 1，则(4.02)式的增益保持为正，并且大于 A。当 $bA=1$ 时，输入电压的线性范围缩小并变为零；如果 $bA>1$，则增益 $dV_{输出}/dV_{输入}$ 变成负值，并且其特性曲线呈现图 4.01d 所示的形状。为使讨论简单起见，将此特性重画在图 4.02 中。

输入电压在 V_{i1} 和 V_{i2} 区间内时，相应的 $V_{输出}$ 有三种可能值。其中一个落在特性曲线的负阻区(虚线)。因为此状态不稳定，故电路呈现双稳态特性：当 $V_{输入}$ 上升到通过阈值 V_{i1} 时，$V_{输出}$ 从 V_1 突变到 V_2；当 $V_{输入}$ 下降到通过阈值 V_{i2} 时，输出电压 $V_{输出}$ 从 V_2 变回到 V_1。这两个阈值之差称为滞后 V_H：

$$V_H=V_{i1}-V_{i2}. \tag{4.03}$$

从(4.02)式可以推算出滞后 V_H 为：

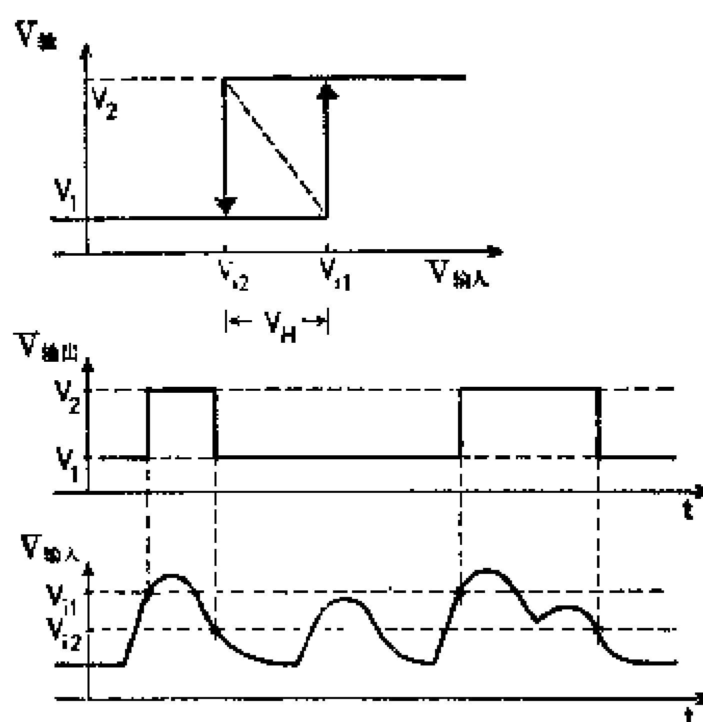


图 4.02 正反馈放大器的特性

$$V_H=\frac{V_2-V_1}{A}(bA-1). \tag{4.04}$$

从上式看出，因最大可能幅度 V_2-V_1 与单级放大器增益 A 之比一般为常数，故滞后 V_H 与回路增益 $(bA-1)$ 成正比。

图 4.02 的下面部分所表示的是输入讯号电压 $V_{输入}(t)$ 和对应的多谐振荡器的输出脉冲 $V_{输出}$ 的形状。

图 4.03 画出了一个接成正反馈电路的晶体管直流放大器。此电路首先由施密特(Schmitt)[4.002]提出(当时是用真空管的)，因此称为施密特触发器。如果假定 $R=0$(即晶体管 Q_1 和 Q_2 发射极互

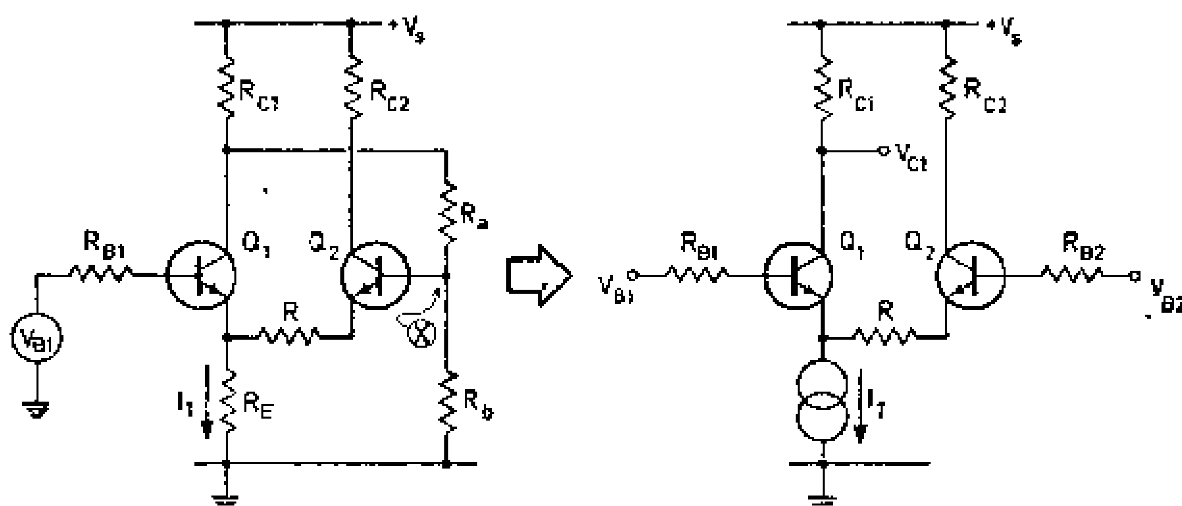


图 4.03 施密特触发器(左图)和用于计算回路增益的等效电路(右图)

相连接起来)，并且 R_E 阻值很高，则其工作原理很容易理解。在此情形下，可把 R_E 看作 I_T 为常数的恒流源。假如电压 V_{B1} 很低，则晶体管 Q_1 截止，于是 I_T 流过 Q_2。如基极电流可以忽略，则 Q_2 的基极电压变成 $V'_{B2}=V_sR_b/(R_{c1}+R_a+R_b)$。这时晶体管 Q_1 和 Q_2 组成一个发射极耦合差分放大器。因此，如果 V_{B1} 一旦增加到接近于 V'_{B2} 时，晶体管 Q_1 便开始导通，同时由于 R_a 及 R_b 的反馈作用使电路翻转到第二个稳定态：Q_1 导通，Q_2 截止。在此状态下，Q_1 集电极电压减少了 $R_{C1}\cdot I_T$，同时 Q_2 的基极电压变成 $V''_{B2}=(V_s-R_{C1}I_T)R_b/(R_{C1}+R_a+R_b)$。显然 $V''_{B2}<V'_{B2}$*。如果 V_{B1} 再次减小，一旦 $V_{B1}\approx V''_{B2}$，则电路翻转到初始状态。因此，电压值 V'_{B2} 和 V''_{B2} 与图 4.02 规定的输入电压 $V_{输入}=V_{B1}$ 时的临界值 V_{t1} 及 V_{t2} 近似相等。而 $V'_{B2}-V''_{B2}$ 的差值就等于滞后电压 V_H。

如果将回路在X点断开(参看图 4.03 的左图)，则回路增益 bA 很容易推算出来[4.001]。电压增益 dV_{C1}/dV_{B2} 是：

$$\frac{dV_{C1}}{dV_{B2}}=\alpha_1\frac{R_{C1}}{R+R_{B1}/(1+\beta_1)+R_{B2}/(1+\beta_2)+r_{E1}+r_{E2}}, \tag{4.05}$$

式中 α 和 β 分别为共基极接法时和共发射极接法时晶体管的电流放大系数，脚标 1 和 2 分别标明是晶体管 Q_1 的或 Q_2 的参数。动态发射极电阻 r_E 定义为：

$$r_E=\frac{dV_{BE}}{dI_E}\approx\frac{kT}{e}\cdot\frac{1}{I_E}. \tag{4.06}$$

因为 $V_{B2}=V_{C1}\cdot R_b/(R_{C1}+R_a+R_b)$，我们得出：

$$bA=\frac{R_b}{R_{C1}+R_a+R_b}\cdot\frac{dV_{C1}}{dV_{B2}}. \tag{4.07}$$

显然，$R_{B2}=R_b\,/\!/\,(R_a+R_{C1})$。电阻 R 的作用可从(4.05)式及(4.07)式了解到。加大 R，会使回路增益 bA 减小。因此，除了分压器 R_a，R_b 和负载电阻 R_{C1} 之外，R 也可以影响回路增益，并从而影响滞后 V_H(4.04)。如果在(4.05)式分母的各项中，R 远大于其他项，则增益 dV_{C1}/dV_{B2} 可以简化成 R_{C1}/R。

---

* 原文此处为 V'_{B1}。——译者注

Q_2 的集电极未包含在反馈回路中，故 R_{C2} 不会影响由 V_{B2} 到 V_{C1} 的反馈回路。这就使我们有可能从 R_{C2} 上取出数字输出讯号。

图 4.04 是上述情况的另一种表示方法。若回路在X点断开，则 V_{B2} 与 V_{C1} 之间成为一放大器，其放大特性如曲线 A 所示，曲线位置仍是 V_{B1} 的函数。在 V_{B2} 和 V_{C1} 之间还存在着第二种关系，即由衰减器 b(由 R_a, R_b 等组成)造成的严格线性的关系。这两个特性曲线 b 和 A 有三个交点，中间的交点是不稳定的。如果减小 V_{B1}，则特性曲线 A 向左移动直到位置K为止(用虚线标出)。在这里，交点 V''_{B2} 消失，只剩下 $V_{B2}=V'_{B2}$。反之，当 V_{B1} 增加使曲线 A 移过位置L时，交点 V'_{B2} 突然消失，而剩下 $V_{B2}=V''_{B2}$。如果所用衰减器 b 具有一般的非线性特性(参看图 4.08)，这种表示形式特别有用。

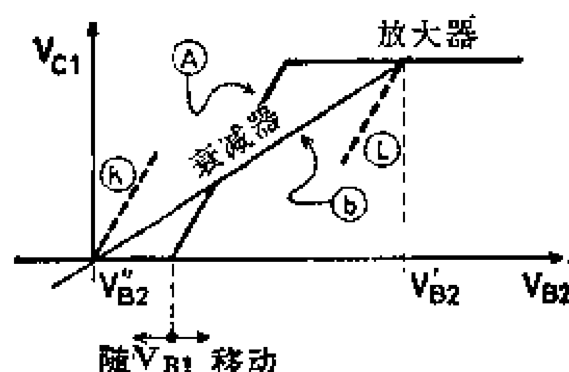


图 4.04　施密特触发器的工作特性

在前文中，我们假定了放大器 A 和衰减器 b 都具有很宽的频率响应范围，因此，在输入电压达到阈值 V_{i1} 或 V_{i2} 的瞬间，电路从一个稳定态翻转到另一个稳定态，不会有任何时延。然而，实际上放大系统的频率响应范围是有一定限制的。实际的放大系统可用在反馈回路内加入一个 $1/(1+p\tau)$ 的积分电路的方法来近似表示(图 4.05)。理想放大器 A 的输出电压 V_A 仍用图 4.04 的放大器静态特性描述，但是衰减关系式 $V_{B2}=bV_{C1}$ 只对下式给出的 V_{C1} 才有效：

$$\hat{V}_{C1}=\hat{V}_A\cdot\frac{1}{p\tau+1}. \tag{4.08}$$

从(4.08)式得出：

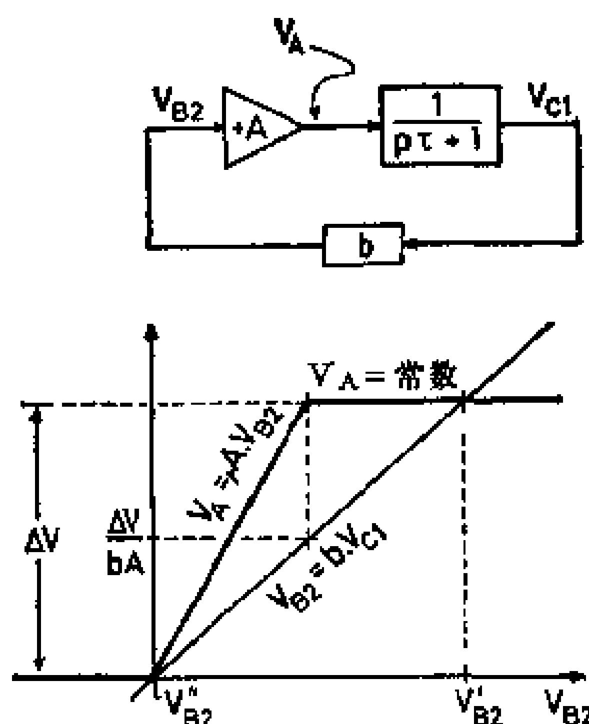


图 4.05　反馈回路内含有积分器的正反馈放大器

$$p\tau\cdot\hat{V}_{C1}=\hat{V}_A-\hat{V}_{C1}, \tag{4.09}$$

将上式变换到时间空间，则得：

$$\tau\cdot dV_{C1}=(V_A-V_{C1})dt. \tag{4.10}$$

渡越时间 t_t(即从一个稳定态到另一稳定态的渡越过程的持续时间)可以由(4.10)式对 dt 积分求出：

$$t_t=\int_{V_{C1}=0}^{V_{C1}=\Delta V} dt, \tag{4.11}$$

式中 ΔV 是输出讯号 V_{C1} 的幅度。把(4.10)式代到(4.11)式中，并利用图 4.05 中 V_A 和 V_{C1} 之间的关系，则得：

$$t_t=\tau\left[\int_0^{\Delta V/bA}\frac{dV_{C1}}{(bA-1)V_{C1}}+\int_{\Delta V/bA}^{\Delta V}\frac{dV_{C1}}{\Delta V-V_{C1}}\right]. \tag{4.12}$$

如果输入电压恰好达到阈值，则得到积分限为 $V_{C1}=0\sim\Delta V$。但在这种情况下，从(4.12)式得出 $t_t=\infty$。因此，为了得到有限的渡越时间($\varepsilon\ll1$)，输入电压必须稍为超过阈值一点点，比如超过一个微小量 $\varepsilon\cdot V_H$。将(4.12)式在 $V_{C1}=\varepsilon\cdot\Delta V\sim(1-\varepsilon)\Delta V$ 的上下限内积分即得出：

$$t_t \approx \tau \frac{bA}{bA-1} \log \frac{1}{\varepsilon}. \tag{4.13}$$

因此，渡越时间主要由回路的特征时间常数确定。渡越时间略微依赖于输入讯号的幅度和形状，但是在讯号幅度刚好达到阈值时，这个依赖关系变得比较明显。小的回路增益 bA 对渡越时间是不利的。当输入电压幅度与滞后电压相差不多或者前者更高时(即 $\varepsilon \gtrsim 1$)，(4.13)式的关系便不能成立，在此情况下 t_t 只决定于 τ。

尼赞(Nizan)等人[4.120]对晶体管施密特触发电路曾作过详细分析。他们还提出了一种利用两个触发电路间"互相触发"以减少滞后的方法[4.121]。

4.1.2. 积分甄别器

"积分甄别器"这个名称指的是这样一种电路，它们对于幅度超过某个预选阈值的每个输入脉冲，产生一个标准化的数字输出脉冲，而把幅度小于阈值的那些脉冲抑制掉。

显然，施密特触发电路能够用作积分甄别器。但无论如何必须回答下面的问题：如何调节甄别阈？什么是最小可接受的输入脉冲幅度(即电路的灵敏度)？温度变化等因素如何影响预选阈值？输入脉冲计数率变化时甄别阈是否会漂移？甄别器对于过载输入脉冲的响应如何？等等。

图 4.06 是一个简单的积分甄别器电路图。可以用电位器将工作电压 V_{B1} 调节到 V_{i0}。显而易见，所有幅度大于$(V_{i1}-V_{i0})$的正脉冲都能触发此电路。因此 $V_{甄别}=V_{i1}-V_{i0}$ 就是甄别器的可调阈电压。

电容器 C_a 只用于补偿分压器 R_a 和 R_b 的寄生电容 C_b，在下面的讨论中可以忽略不计。

除了 Q_1 和 Q_2 的基极-发射极电压 V_{BE} 各不相同外，临界电压值 V_{i1} 等于 V_{B2}。假定 V_{B2} 有很明确而且恒定的数值，则 V_{i1} 对温度的依赖性只决定于两个晶体管的 V_{BE} 随温度变化的情况。

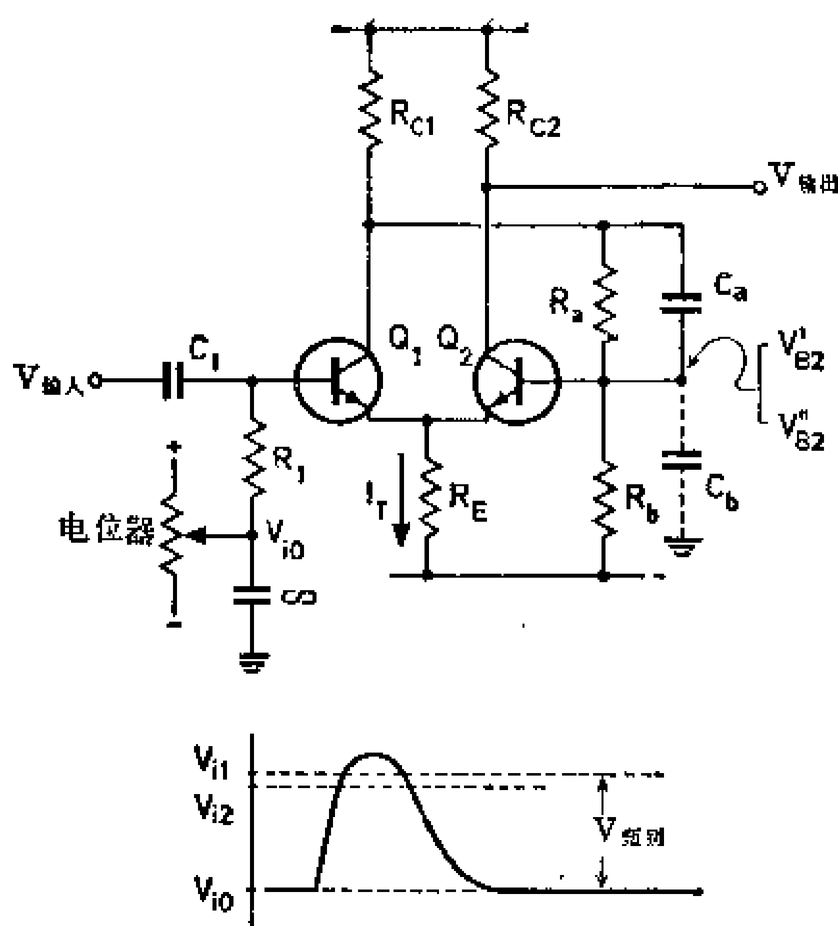


图 4.06　施密特触发器型积分甄别器

在流过两个晶体管发射极电流近似相等的差分放大器中，两管的 V_{BE} 都满足下面的关系：

$$V_{BE}=\frac{kT}{e}\log\left(\frac{I_E+I_{E0}}{I_{E0}}\right), \tag{4.14}$$

这里，I_{E0} 是发射极-基极结反向饱和电流。因此，其中一个晶体管的 V_{BE} 随温度的变化恰好补偿了另外一个的 V_{BE} 随温度的变化。虽然图 4.06 中的电路，原则上是差分放大器，但在渡越开始时 $I_{E1}\ll I_{E2}\approx I_T$ 仍成立。所以由温度变化引起的 Q_2 V_{BE} 的变化几乎全部直接反应到 V_{i1} 和 $V_{甄别}$ 上了。结果 $V_{甄别}$ 的漂移为 0.1～1 毫伏/°C。仅当电路的温度稳定在 1～10°C 以内时，100 毫伏脉冲幅度数字化的精确度才能达到 1%。

$V_{甄别}$ 由两个无关的电压 V_{i1} 和 V_{i0} 之差确定，它们可以很大，而且取决于完全不同的电路元件和电压源(至少在图 4.06 电路中是如此)：$V_{i1}\approx V'_{B2}$ 由 R_{C1}，R_a 和 R_b 确定；而 V_{i0} 由电位器确定。这些元件的数值或者电源电压的微小相对变化都可严重地影响甄

别阈 $V_{甄别}$。因此，两个电压 V'_{B2} 和 V_{i0} 最好从同一个分压器和同一个电压源取得。当 Q_1 和 Q_2 之间采用 RC 耦合时，这是很容易实现的(图 4.07)。如果选择 $R_b \cdot C_a$ 比最大脉冲宽度还要大，则微分电路 C_a，R_b 构成具有 $b=1$ 的衰减器。箝位二极管 D 按照熟知的方式恢复基线，因此，Q_2 的基极工作电位就等于X点的电位，与脉冲计数率无关。于是元件数值和电源电压的变化对 V'_{B2} 的影响同对 V_{i0} 的影响是一样的。电位器通常采用精密螺旋形电阻器(例如"螺旋电位器")。所选的甄别阈 $V_{甄别}$ 值可以从电位器刻度盘上直接读出来，精确度高于 0.1%。

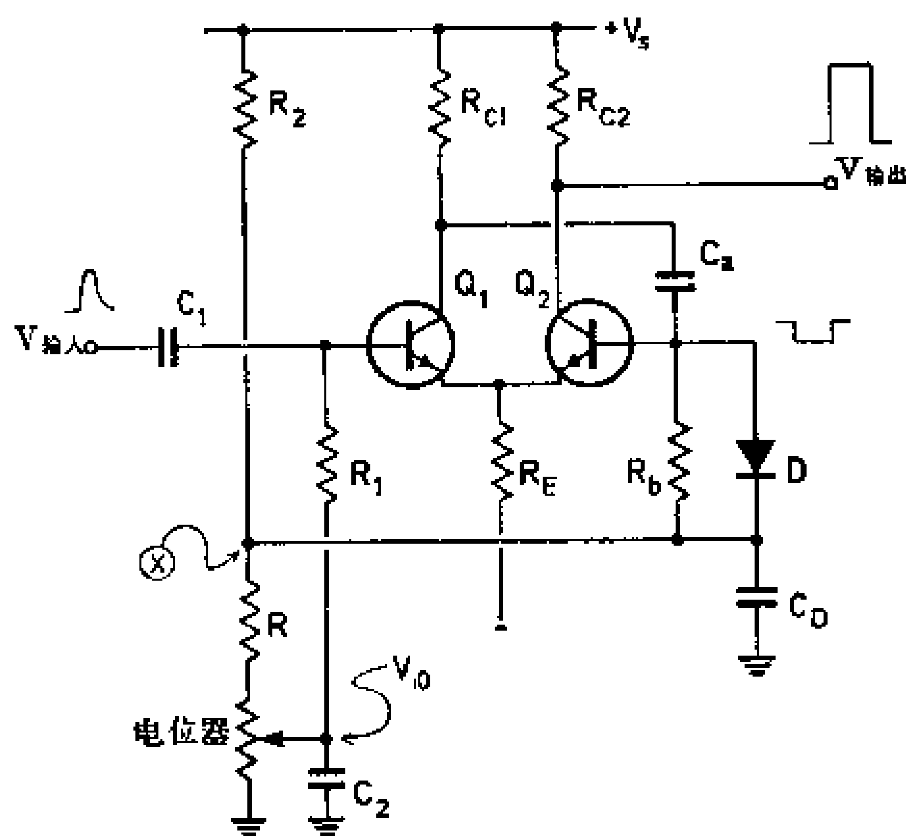


图 4.07 RC 耦合触发器电路

从图 4.06 和图 4.02 可以看出，可被检测的单极性输入脉冲的最小幅度大于滞后 V_H，因为对于 $V_{i0}>V_{i2}$，电路一旦被触发后便不能翻回。所以在灵敏甄别器中希望 V_H 很小。但是另一方面，大的滞后可以使电路稳定，不致造成多重尾随脉冲或者自激振荡，因此希望 V_H 的值不低于几百毫伏。当滞后小到 100 毫伏时就需要非常仔细地安排电路了。根据(4.04)式，选用小的回路增益 $bA \gtrsim 1$，能得到较小的 V_H。但是由(4.13)式可知，选取小的 bA 所

得到的电路，其甄别阈对输入脉冲形状有很强的依赖性，故电路很慢。除去减小 bA 外，如果在 Q_2 的基极上用两个二极管来限制其电压的变化，也可得到较小的 V_H(见图 4.08)。我们可以采用图 4.04 的示意图来研究这个电路，其中两个二极管起着非线性衰减器的作用。此电路在从一个稳定态渡越到另一稳定态期间，尽管滞后很小而 bA 却很高，并且渡越时间也减少了。二极管 D_1 和 D_2 的寄生电容以及 D_1 上电位差随温度的变化(它直接影响甄别阈)会造成一些困难。讯号幅度的限制也可在 Q_1 的集电极完成(这里被限制的电压要稍微高些)。

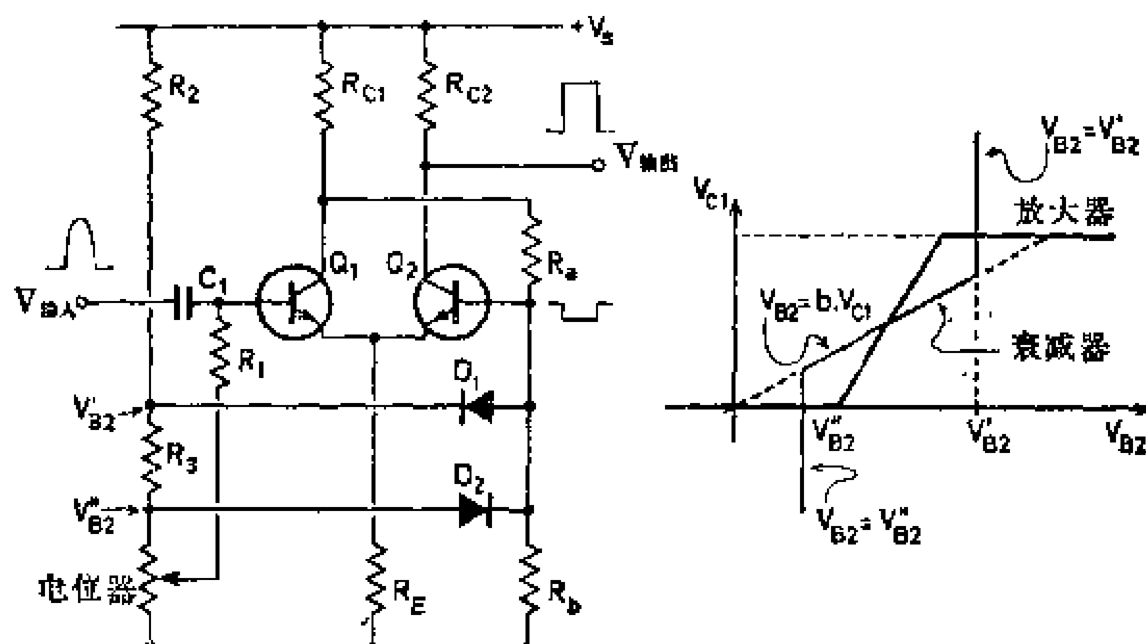


图 4.08　通过 Q_2 基极上的两个二极管限制电压变化

上述所有电路都具有极好的过载特性。假定电流 I_T 恒定，则在渡越到"Q_1 导通，Q_2 截止"状态后，流过 Q_1 的电流仍保持不变，并且如果 $V_{CB} \neq 0$(也就是说如果 Q_1 没有变成饱和)，则输入端的负载只有 Q_1 的基极电流。因此仅要求导通的晶体管 Q_1 的集电极电压 V_{C1} 与阈电压 V_{t1} 之差大于最大可能的输入幅度[集电极电压 $V_{C1}=V_S-R_{C1}(I_T+I_{a,b})$。其中 $I_{a,b}$ 表示流过衰减器 R_a 和 R_b 的电流]。另一方面，输入脉冲幅度必须小于 $V_{C1}-V_{t1}$。

由于甄别阈是由 Q_1 的基极偏压控制，输入脉冲必须经过电容器 C_1 耦合到 Q_1 的基极。第三章已经详细指出，任何 RC 耦合都

会使基线随脉冲计数率的改变而移动，这就相当于有效甄别阈 $V_{甄别}$ 发生了变化。当输入单极性很强的脉冲时，可以用一个简单二极管箝位器来使 Q_1 基极的偏压 V_{i0} 稳定，如图 4.09 所示。由于二极管特性曲线的弯曲性，此电路仅对幅度大于 kT/e（即 ≳200 毫伏）的脉冲才能满意地工作。为了在实际上形成恒定的电压源 V_{i0}，分压器的阻抗必须足够小，而电容 C_2 必须足够大。二极管箝位电路的详细讨论请看文献[4.003]第 119 页。图 4.09的简单电路对双极性脉冲不适用：虽然负下冲被抑制住了，但已充电的电容器 C_1 必须随即经过 R_1 放电，从而产生一个正的尾随脉冲。

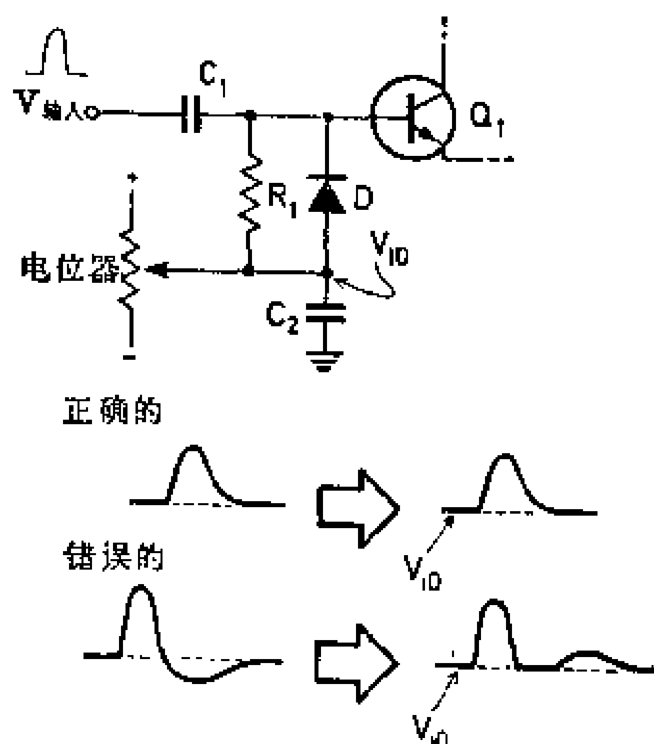


图 4.09　恢复基线用的箝位二极管

鲁宾逊(Robinson)[4.004]（也可参考古尔丁的文章[4.005]）曾描述了一个对幅度不太小的双极脉冲适用的箝位电路（图 4.10）。通过 V_{i0} 处的二极管 D_1 和 D_2 可以“系住”Q_1 的基极电位。由于电阻 R_1 和 R_2 阻值很高，可以认为电流 $2I_D$ 和 I_D 是常数。在静态时通过两个二极管的电流是相等的（$=I_D$）。当基极电位偏离 V_{i0} 很小时，电容器 C_1 作用在 Q_1 基极和电压源 V_{i0} 之间的极低阻抗 $r_{D1}+r_{D2}\approx 2\dfrac{kT}{eI_D}$ 上，因此，幅度与 kT/e 相差不多的小的正下冲或

负下冲就会因这个小时间常数 $C_1(r_{D1}+r_{D2})$ 而失效。每种极性的大幅度脉冲可使二极管 D_1 或 D_2 之一截止，因此脉冲仅以很小的畸变通过。二极管两端的电位差随温度的变化(常常会影响 $V_{甄别}$)可以互相补偿。

蔡斯等人[4·122]描述了一个鲁宾逊直流恢复器的改进电路，他用一个运算放大器使 r_D 减小。帕泽尔特(Patzelt)[4·123]报道了稳定基线的另一种方法。盖尔(Gere)等人[4·125,4·126]介绍了一种所谓"有源直流恢复电路"，这个电路产生的讯号正比于输入电压的峰对峰幅度。

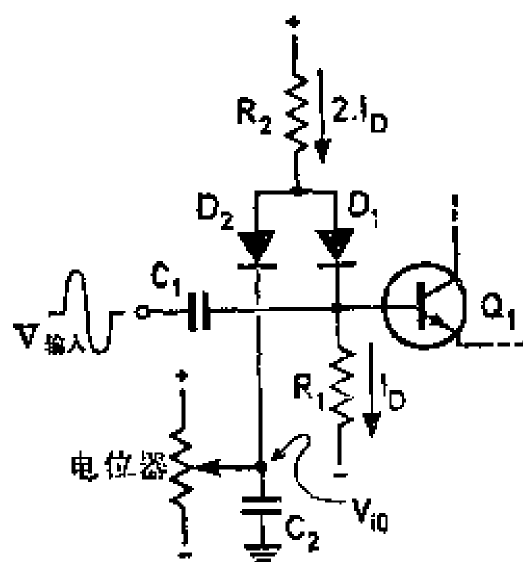


图 4.10 双极脉冲基线恢复器[4·004]

古尔丁等人[4·006]使用了一个复杂的控制系统来补偿基线随脉冲计数率变化产生的位移。

在讨论图 4.06 时，我们曾指出过，仅当输入脉冲幅度 $V_{输入}$ 超过滞后电压 V_H 时，施密特触发器才能用作积分甄别器。对于给定的滞后 $V_H=V_{i1}-V_{i2}$，电路的灵敏度只能通过调节 V_{i1} 与 V_{i2} 之间的偏压 V_{i0} 来改善。因为在这种情况下电路不能自动翻回，必须有一个专门的还原装置。我们用图 4.06的基本施密特触发器来分析这种电路。为简单起见，假定甄别阈仅仅由 Q_2 的基极电压 V_{B2} 决定(即 $V_{i1}=V'_{B2}$, $V_{i2}=V''_{B2}$)。图 4.11a 画出了偏压落在滞后区间以外($V_{i0}<V'_{B2}$)的情形，电压 $V_{输出}$, V_{B2} 和 $V_{输入}$ 画成是时间 t 的函数。没有必要再来讨论这些曲线。输出脉冲宽度由输入脉冲的形状以

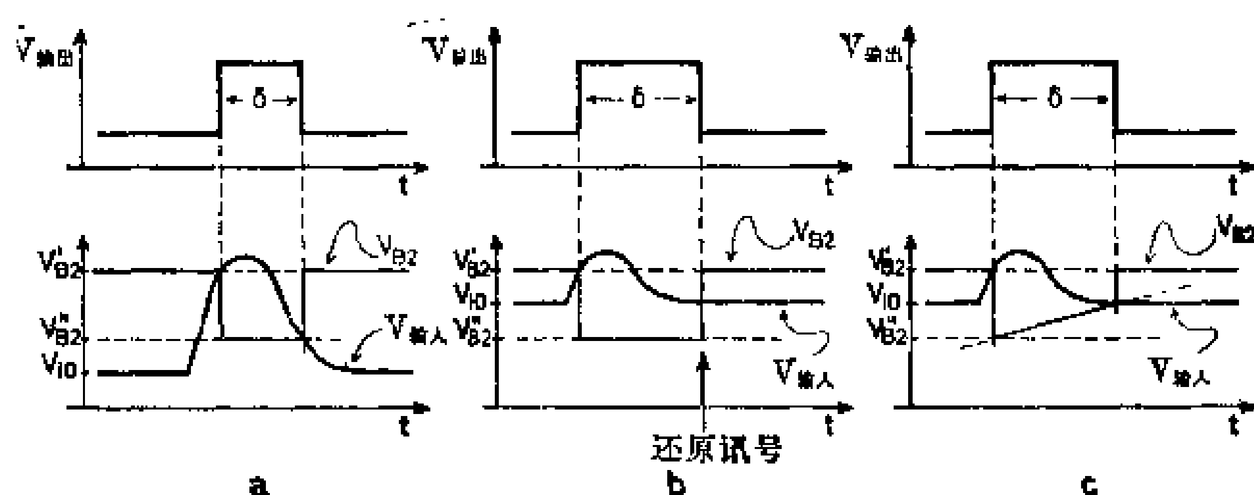


图 4.11 $a \sim c$　偏置在滞后电压范围内的触发电路

及实际阈值 V'_{B2} 和 V''_{B2} 确定。

在 $V''_{B2}<V_{i0}<V'_{B2}$ 的情况下，翻回到初始状态的渡越 $V''_{B2}\rightarrow V'_{B2}$ 必须用辅助还原讯号来启动(见图 4.11b)，这个还原讯号最好加到 Q_2 基极上，而且幅度超过 $(V_{i0}-V''_{B2})$。脉冲宽度 δ 于是只决定于还原讯号的延迟时间。当然，δ 必须大于最大输入脉冲宽度，否则会产生多重输出脉冲。按图 4.11b 所示方式工作的甄别器电路代表了一类双稳多谐振荡器，在 6.1.3. 节中我们将从另一角度对它进行详细讨论。所需的还原讯号可以通过一个辅助的单稳多谐振荡器产生，振荡器由 $V_{输出}$ 脉冲的前沿触发。

另一种更加简单的还原甄别器的方法是把一个特性随时间改变的元件（电容器、线圈或延迟电缆）引入到反馈回路中去（图 4.11c)。在 $V_{B2}(t)=V_{i0}$ 的瞬刻，电路翻回。这种甄别器正是一个单稳态多谐振荡器，见图 4.12。

引入这种我们不太熟悉的方法来表示三种类型的甄别器电路，其目的是为了指出它们之间的密切关系。因此，施密特触发器、双稳多谐振荡器或单稳多谐振荡器，除了输出脉冲宽度的界限不同之外，它们的甄别特性均相同。所以对施密特触发器中有关甄别阈 $V_{甄别}$ 对温度的依赖关系等的讨论，也同样适用于其他两种甄别器电路。

图 4.12 画出了一个具有“时定”元件 R_t 和 C_t 的单稳多谐振荡器。假定通过 R_t 的电流 I_t 为常数，则输出脉冲的宽度变成

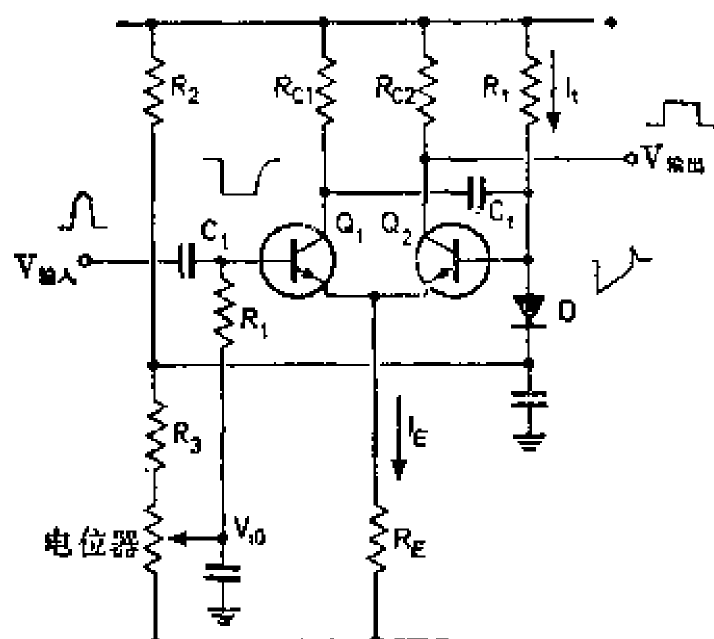


图 4.12　用作积分甄别器的单稳多谐振荡器

$\delta \approx (V_{i0}-V''_{B2})C_t/I_t$。因此，$\delta$ 依赖于甄别阈 $V_{甄别}$（体现在 V_{i0} 上）。二极管 D 把常在电位 V'_{B2} 稳定在由分压器 R_2，R_3 和电位器所确定的数值处。电容器 C_t 在脉冲持续期间通过 R_t 放电。由于在电路翻回之后 C_t 需要通过 R_{C1} 和 D 重新充电，所以 Q_1 的集电极电压不能突然上升，而需以时间常数 $R_{C1}\cdot C_t$ 缓慢地指数上升。其特有的脉冲形状表示在电路图中。由于在电路中各电压处于非平衡态期间，甄别阈 $V_{甄别}$ 很不确定，所以我们希望恢复周期（$\propto R_{c1}\cdot C_t$）短些。为此，往往在 R_{c1} 和 C_t 之间加入一个发射极跟随器 Q_3 作为阻抗变换器。我们把相应的电路绘在图 4.13 中，而不再作进一步的讨论。

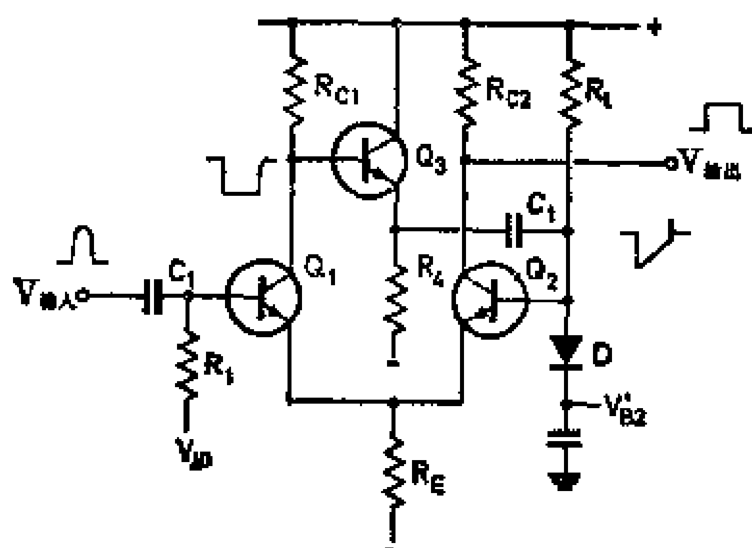


图 4.13　改善了恢复时间的单稳态甄别器

图 4.12 和图 4.13 中的二极管 D 两端电位差随温度的变化，可以被 Q_2 的 V_{BE} 随着温度的变化部分地补偿，从而具有比较稳定的 $V_{甄别}$。如果希望既要有高的灵敏度，又要有大的滞后，则单稳态甄别器是特别适用的。

前面已经指出，输出脉冲的宽度依赖于 V_{i0}，从而依赖于所选的甄别器的阈值 $V_{甄别}$。如果在偏压 V_{i0} 恒定的甄别器前面放一个阈值可变的窗放大器，就可解决这个困难。用窗放大器确定 $V_{甄别}$ 的方法不仅在与单稳态甄别器联用时有好处，在与直流耦合的施密特电路联用时也有好处：施密特触发器甄别阈的稳定性可以得到改善，改善的程度与放大器的增益数值相当，同时滞后也以同样的程度减少（图 4.14）。严格地说，对甄别阈稳定性的要求可以转化为对窗放大器阈值 $V_{窗}$ 稳定性的要求。

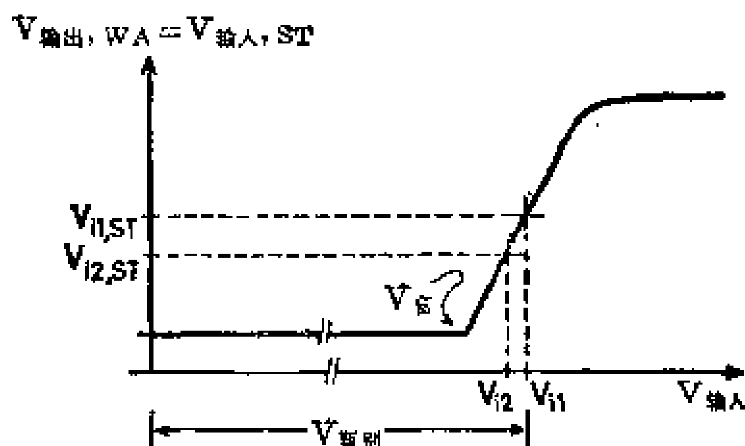


图 4.14　前面加有窗放大器（脚标 WA）的施密特触发器（脚标 ST）的特性曲线

窗放大器可用如图 3.61 所示的那种简单偏置二极管电路或者发射极耦合偏置差分放大器（长尾对[4.007~4.009]）构成。坎迪亚[4.010]和蔡斯[4.007]描述了一个由窗放大器（图 3.63）[4.011]与一个简单的施密特触发器组合起来的电流灵敏甄别器。这个电路的原理表示于图 4.15。在无任何输入讯号 $I_{输入}$ 时，阈电流 I_{i0} 流过二极管 D。从分压器 R_2, R_3 来的另一股小电流也流入 D。从而使 D 略微地正向偏置，甚至在 $I_{i0}=0$ 时也是如此。又因 $V_{B1}>V_{B2}$，所以 Q_1 导通，Q_2 截止。然而，这种来自 R_2，R_3 的附加电流与 I_{i0}

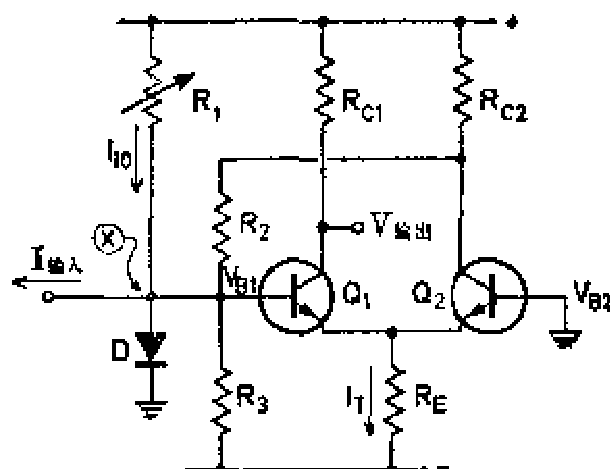


图 4.15　电流灵敏晶体管甄别器

的正常值相比应当可以忽略。于是当输入电流 $I_{输入} > I_{i0}$ 时就会使二极管 D 截止，而 $I_{输入} - I_{i0}$ 之差从 Q_1 基极流出，从而使电路触发。

坎迪亚[4.012] 利用二极管动态阻抗与其电流之间的密切关系，作成了非常灵敏的触发电路。现代的精密甄别器（甄别脉冲宽度在 0.1 至 1 微秒范围内）大多利用了如图 4.16 所示的基本电路的工作原理[4.010,4.013,4.014,4.126]。在静态时工作电流 I_T 在两个晶体管 Q_1 和 Q_2 之间均匀分配，即 $I_{c1} = I_{c2} = I_T/2$。Q_1 集电极电路的负

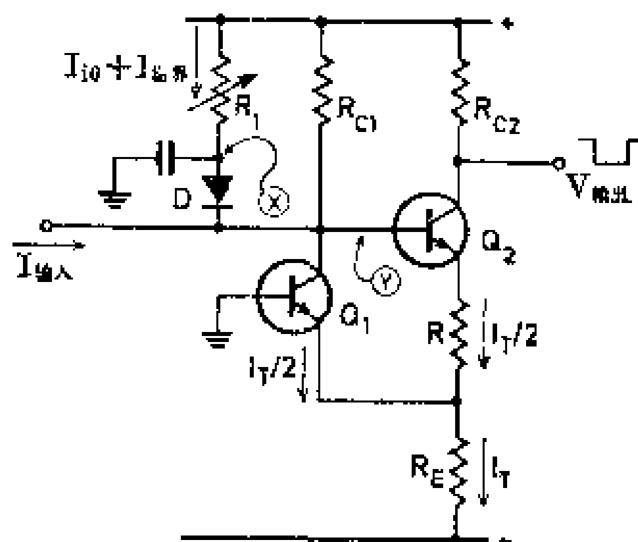


图 4.16　坎迪亚甄别器[4.010]

载由 R_{c1} 和 Q_2 的输入阻抗（近似为 $\beta_2 \cdot R$）以及二极管 D 的动态阻抗 r_D 组成。电路的回路增益 bA 可以按照（4.05）式推算出来，假定在（4.05）式分母中 R 与其余各项相比很大（即 $R \gtrsim 200$ 欧），并且假定 $r_D \ll R_{c1}$ 及 $r_D \ll \beta_2 \cdot R$，则回路增益为

$$bA = \frac{r_D}{R}$$ (4.15)

二极管的动态阻抗

$$r_D = \frac{kT}{e} \frac{1}{I_D + I_{D0}}$$ (4.16)

与通过二极管 D 的电流 I_D 有关（$I_{D0} \ll I_D$ 表示 D 的反向饱和电流）。只要 I_D 足够高使得 $r_D < R$，则回路增益 $bA < 1$，这时电路处在两个晶体管都导通的静止状态。对于二极管电流的临界值 $I_{临界}$：

$$I_{临界} = \frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{R},$$ (4.17)

二极管阻抗变为 $r_D = R$，而回路增益达到 1，于是电路变得不稳定；触发器翻转到“Q_1 截止、Q_2 导通”的状态。$R \approx 200$ 欧时临界电流 $I_{临界} \approx 125$ 微安。

借助电位器 R_1 可把二极管的工作电流调到 $I_D = I_{i0} + I_{临界}$。极性如图中所示的输入电流脉冲 $I_{输入}$，使得二极管电流 I_D 减少为 $I_D - I_{输入}$。当 $I_{输入} < I_{i0}$ 时二极管电流始终保持大于 $I_{临界}$。在 $I_{输入} \geq I_{i0}$ 时，$I_D \leq I_{临界}$ 便成立，触发器翻转。因此电流 I_{i0} 决定了对于输入脉冲的甄别阈。

当 $I_D \gg I_{D0}$ 时，我们从(4.17)式得到：

$$\frac{dI_{临界}}{I_{临界}} = \frac{dT}{T}.$$ (4.18)

因此，当使用 $I_{临界} = 125$ 微安时甄别阈的变化约为 0.4 微安/°C。电路其余参数随温度的变化对于甄别阈稳定性的影响很小。

利用关系式 $I_{D0} \propto e^{-E_g/kT}$（式中 E_g 为半导体的禁带宽度），等式(4.16)更精确地表示为：

$$\frac{dI_{临界}}{I_{临界}} = \frac{dT}{T}\left(1 - \frac{E_g \cdot I_{D0}}{kT(I_{D0} + I_{临界})}\right).$$ (4.19)

因此可以调节 $I_{临界} \approx I_{D0} \cdot E_g/kT$，使甄别阈随温度的变化显著减少。坎迪亚报道[4.010]，用一个在室温下 $E_g/kT \approx 30$ 和 $I_{D0} \approx 5$ 微安的锗二极管作成的甄别器，在 25～40°C 温度范围内甄别阈的漂移仅为 0.05 微安/°C。

坎迪亚电路的灵敏度几乎只受上述温度效应所限制。图4.16画的是一个双稳态电路，它必须通过某个外部脉冲（比如加到Q_1基极的脉冲）来还原。在Q_1和Q_2之间（Y点）加入一个微分器，可使电路呈现单稳态特性。缓冲电容器用来稳定二极管的阳极电位V_z。虽然V_z用差分放大器很容易稳定，但它还要稍受脉冲计数率的影响。实用电路的例子见文献[4.010]。

坎迪亚甄别器正确工作的最重要条件是关系式（4.16）的准确性。根据贾尼利（Giannelli）等人的看法[4.015,4.016]，此关系式对于发射极动态阻抗r_E（它是晶体管集电极电流I_c的函数）比对于半导体二极管更适用（参看3.2.3节）。因此图4.16中的二极管D最好用晶体管的基极-发射极结代替

4.1.3. 微分甄别器

通常称为单道分析器的微分甄别器电路，对于凡幅度$V_{输入}$满足条件$V_c<V_{输入}<V_c+\Delta V_c$的每个输入脉冲，都能产生一个标准化的数字输出脉冲。幅度低于V_c或者高于$V_c+\Delta V_c$的脉冲就被抑制。界限V_c叫下阈还是叫道位须视甄别器的用途而定；界限$V_c+\Delta V_c$叫做上阈，而二限之差ΔV_c叫做道宽。

实质上，一个单道分析器是由分别具有固定下阈和上阈的两个积分甄别器和一个简单的数字逻辑电路所组成，后者用来选择那些能触发“下”施密特触发器ST_1、但不能触发“上”施密特触发器ST_2的事件（图4.17）。

这种选择涉及到数字讯号的运算，而这个问题我们在第六章才开始讨论，因此对所用的数字电路先采用方框图表示法。这种表述方法的不一致不会引起问题，因为这些电路的作用是一目瞭然的。

称作“反符合”的门系统，除非被上施密特触发器ST_2的输出脉冲所阻塞外，应当让下施密特触发器ST_1的输出脉冲通过。但是，图4.17所示简单形式的电路不能令人满意地工作，因为每个具有物理意义的脉冲都是底部比顶部宽。所以脉冲V_{01}的宽度总要比禁止脉冲V_{02}宽。在V_{02}持续期内，门确实是堵塞的，但是V_{01}

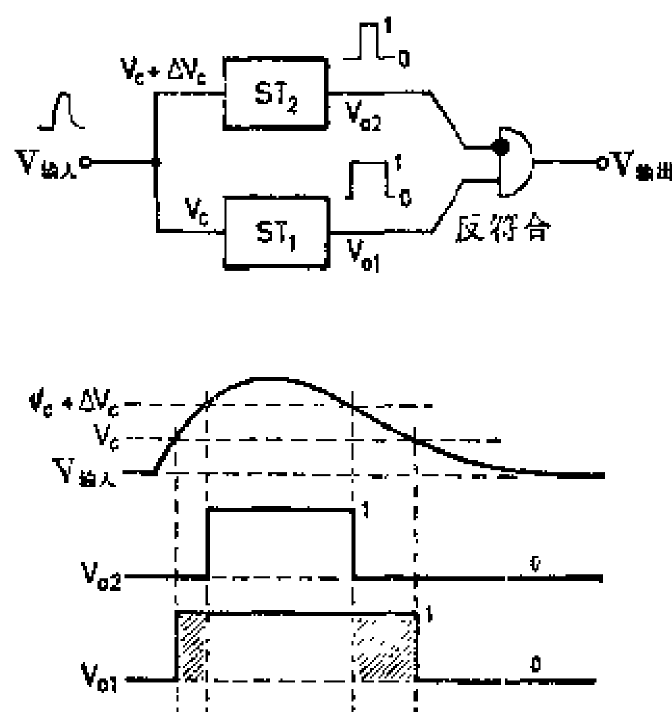


图 4.17　微分甄别器的工作原理

的划阴影线部分却通过去了，结果有了输出脉冲。要克服这种效应必须对脉冲 V_{01} 和 V_{02} 进行成形，即是说为了在所有可能的情况下使两个脉冲完全重叠，V_{02} 必须始终比 V_{01} 宽。

图 4.18 画出了为达此目的的三种常用方法。在电路 A 中，输出脉冲是从下施密特触发器 ST_1 的讯号微分后的后沿得来，而相应于前沿的正脉冲可用一个二级管抑制掉。所得讯号的极性是负的，即负电压相当于逻辑 1，而正电压相当于逻辑 0。禁止讯号经一简单展宽电路展宽。输出讯号经 t_D 延迟后用来触发开关 S，并使存贮电容器放电以终止展宽过程。采用负逻辑时，正电压相当于 0(门阻塞)，负电压相当于 1(门打开)。显然，如果 t_D 调节得当，禁止脉冲总与 ST_1 经微分后的讯号重叠。因此如果 ST_1 和 ST_2 都被触发，则没有讯号输出。蔡斯[4.0C7] 描述了两个 A 型电路。这种电路通常并不需要专门的延迟设备，因为讯号在这些电路中的传播时间一般足够长。由于电路 A 固有的慢响应，近代甄别器很少采用这种型式。

分析器 B 由两个具有固定输出脉冲宽度 $\delta_2>\delta_1$ 的单稳多谐振荡器 MMV_1 和 MMV_2 组成。MMV_1 的输出脉冲经 t_D 延迟（例如通过一个小延迟线延迟），如果 t_D 比禁止脉冲相对于下甄别器脉

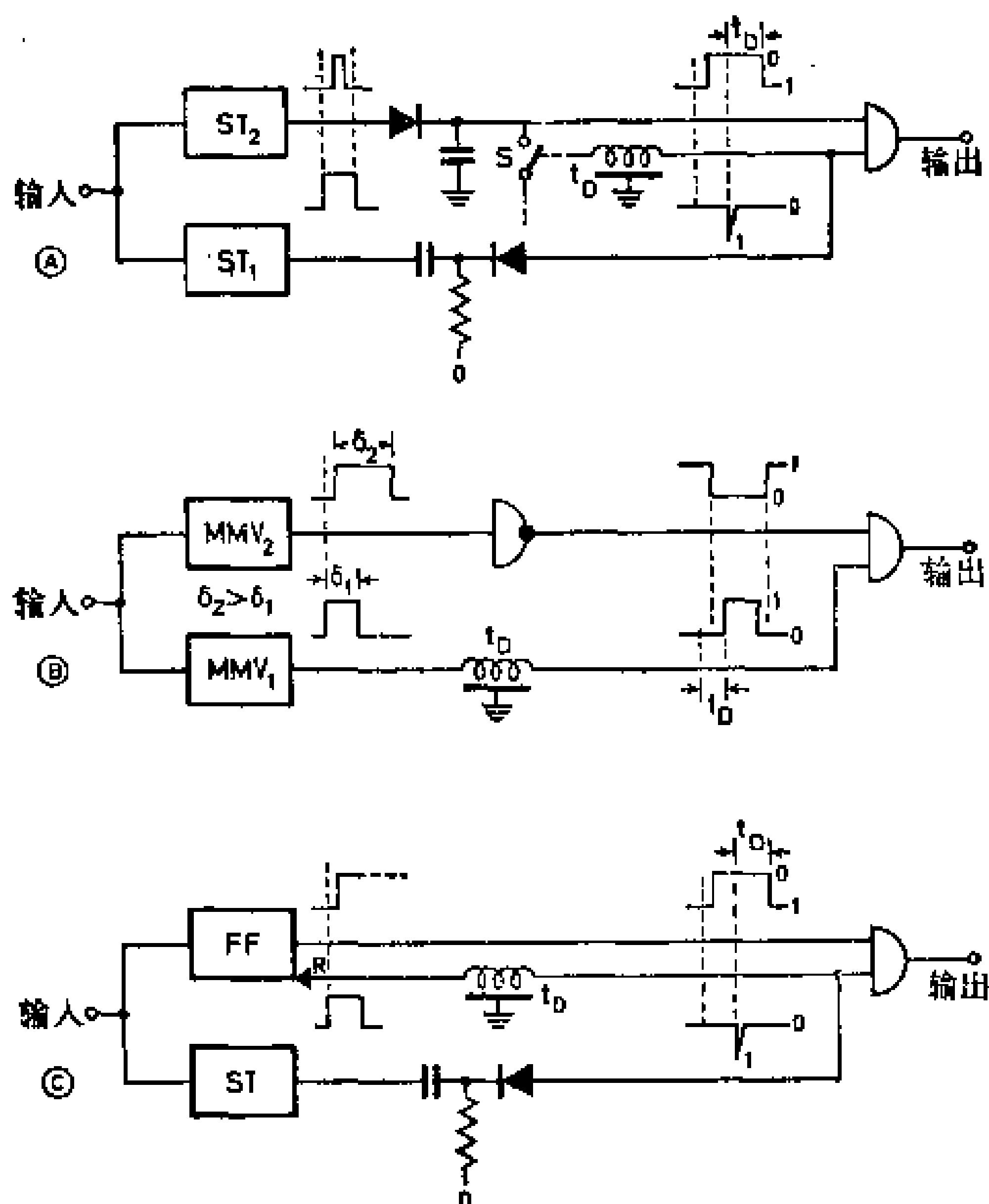


图 4.18 $A\sim C$　保证脉冲在微分甄别器的反符合门中重叠的三种常用方法

冲可能有的最大延迟还要长，而且若 $t_D<\delta_2-\delta_1$，则禁止讯号总能与 MMV_1 的输出脉冲重叠。MMV_2 的输出脉冲经过倒相器倒相后，用来控制讯号门。用作下阈以及用作上阈的甄别器，其本身并不需要连成单稳多谐振荡器形式。多谐振荡器 MMV_1 和 MMV_2 可以用上述能完成实际甄别作用的施密特触发器等触发。图 B 的接法很久以来就为人们所熟识了[4.017]，现在也仍然常被采用[4.018]。

在分析器 C 中，上甄别器由一个触发器 FF 组成。下阈讯号如同 A 一样从施密特触发器微分讯号后沿得到，经适当延迟 t_D 以

后，它把触发器 FF 还原到初始状态。当然 FF 本身也可以用预先接入的施密特触发器或单稳态甄别器置位；或者把负微分脉冲在送到输出门之前用单稳多谐振荡器成形。如果必须处理计数率比较高的脉冲[4.019,4.127]，则图 C 的接法是非常可取的。

布雷富曼(Brafman)[4.020]描述了另一种分析器系统，在此系统中，下阈甄别器的延迟输出脉冲必须触发一个输出脉冲成形电路。在上阈甄别器出现讯号的同时，该输出电路建立起一个阈，从而阻止了由下阈甄别器脉冲引起的任何触发。

脉冲成形亦可不用两个单稳多谐振荡器(B 的变形)实现，而用两个不同时间常数的微分器对施密特触发器脉冲进行微分来实现[4.021]。

韦尔特(Welter)[4.022]研究了各种适用于毫微秒范围内工作的分析器的快速选择逻辑电路。

萨特勒(Sattler)[4.128]报道了一种把线性的或者逻辑的集成电路联合组成为简单单道甄别器的方法。

我们在此不讨论选通门电路的实例，因为这种数字电路技术将在第六章详细讨论。

通常我们希望微分甄别器的道宽 ΔV 保持恒定，而与道位 V_o 的实际设置无关。在这种情况下，通常不采用由两个独立的电位器设置上阈和下阈甄别器偏压的方法，这是由于通常 $\Delta V_c \ll V_o$，并且下阈和上阈微小的绝对变化会引起很大的道宽相对变化。所以往往用一个电位器来调节道位，而用另一个电位器来调节道宽。有关的电路图画于图 4.19 中。用小的辅助电阻 R_3 可以适当调节阈 $V_c=0$。电位器 1 用于确定道位 V_o。通过从电位器 2 取得附加偏压的方法，上甄别阈移动了 ΔV_o。

只要所用的甄别器是基于差分放大器的电路，从而其阈值依赖于两个可调电位之差，即可采用这种阈值确定的原则。如果两个甄别阈不能独立调节，则可在具有固定甄别阈的积分甄别器之前连接上一个差分放大器，如图 4.20 所示。两个甄别器的阈值对所有讯号幅度最好是固定的，以使 $I_{c1}=I_{c2}$ 及 $I_{c3}=I_{c4}$ 分别成立。

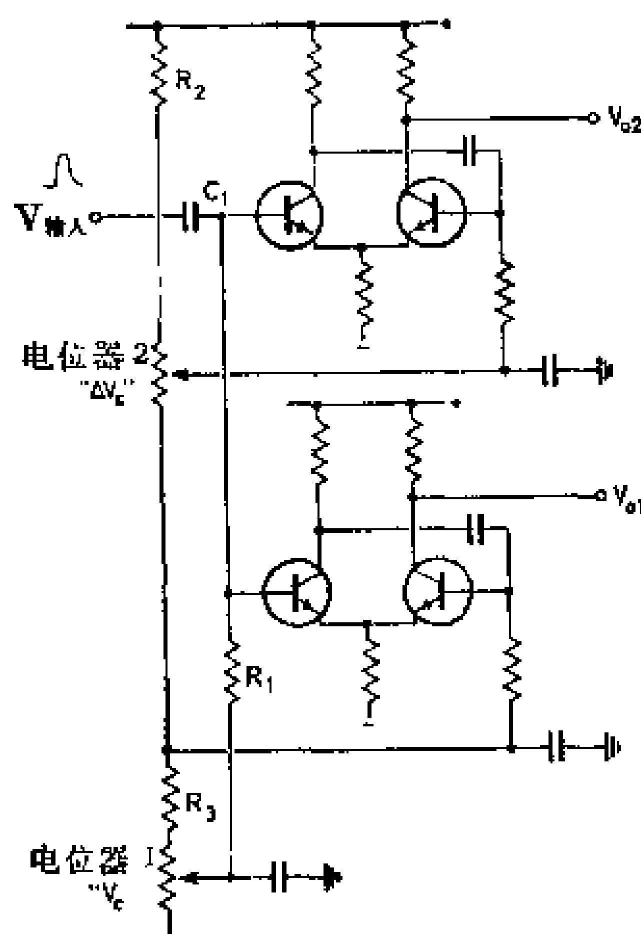


图 4.19 用两个独立的电位器调节道位和道宽

这样，两个前置放大器实际上就不会受温度的影响。

确切地讲，图 4.20 的电路是由两个各带一个窗放大器的积分甄别器组成。这种接法的优点已在 4.1.2. 节中指出过了。这样连接时，若甄别阈近似处在线性放大区的中部(即 $I_{c1} \approx I_{c2}$ 等等)，则窗放大器的特性曲线就不一定非要有明确的中断点或稳定的增益 A，象 3.3. 节中所要求的那样。反之，如果只有一个窗放大器与两个具有不同阈值的甄别器，按图 4.21 所表示的接法联用，则对窗放大器的要求要高一些。下甄别阈和上甄别阈分别用 V_{t1} 和 V_{t2} 表示。$V_{输出,WA}$ 表示具有增益 A 和甄别阈 $V_{窗}$ 的窗放大器的输出电压。对于固定的 V_{t1}，道位 V_c 主要由窗放大器的阈 $V_{窗}$ 决定，而道宽由 $\Delta V_c = (V_{t2} - V_{t1})/A$ 决定。此电路的好处在于能减少 V_{t1} 及 V_{t2} 的变化对 V_c 和 ΔV_c 的影响。但是，道位 V_c 和道宽 ΔV_c 还是要依赖于增益 A。最大道宽由窗放大器的线性范围限制。所以对于这种用法，我们希望采用在截止区和线性区之间断点很明确、

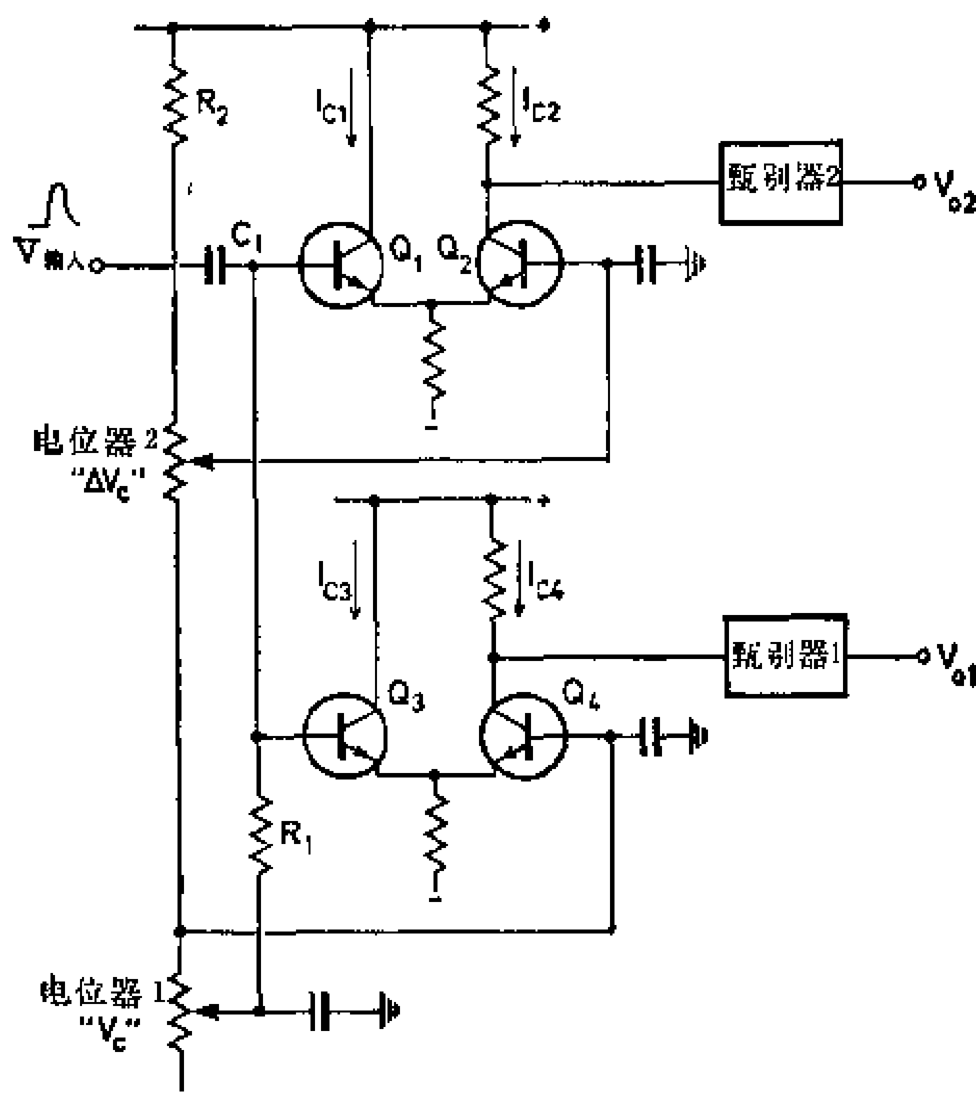


图 4.20　由两个窗放大器和两个固定阈积分甄别器组成的微分甄别器

并且增益很稳定的窗放大器。

加蒂(Gatti)等人[4.023~4.025]探讨了另一种脉冲幅度分析技术，其原理画于图 4.22。一个小的阶跃电压 ΔV 被加到幅度为 V 的输入电压脉冲上(为简单起见假定为矩形脉冲)。若使阶跃电压 ΔV 相对于输入脉冲前沿延迟 Δt 时间，并把所得到的阶梯形脉冲加到阈值为 V_t 的积分甄别器上。这时会有三种可能情况出现:

1. $V<V_t-\Delta V$ 时，不引起触发;

2. $V_t-\Delta V<V<V_t$ 时，甄别器被这个附加的阶跃电压所触发，从而输出脉冲相对于脉冲前沿延迟了 Δt 时间;

3. $V_t<V$ 时，甄别器被触发，但无延迟。

甄别器的输出脉冲被送到一个符合电路中，这个符合电路只选择那些延

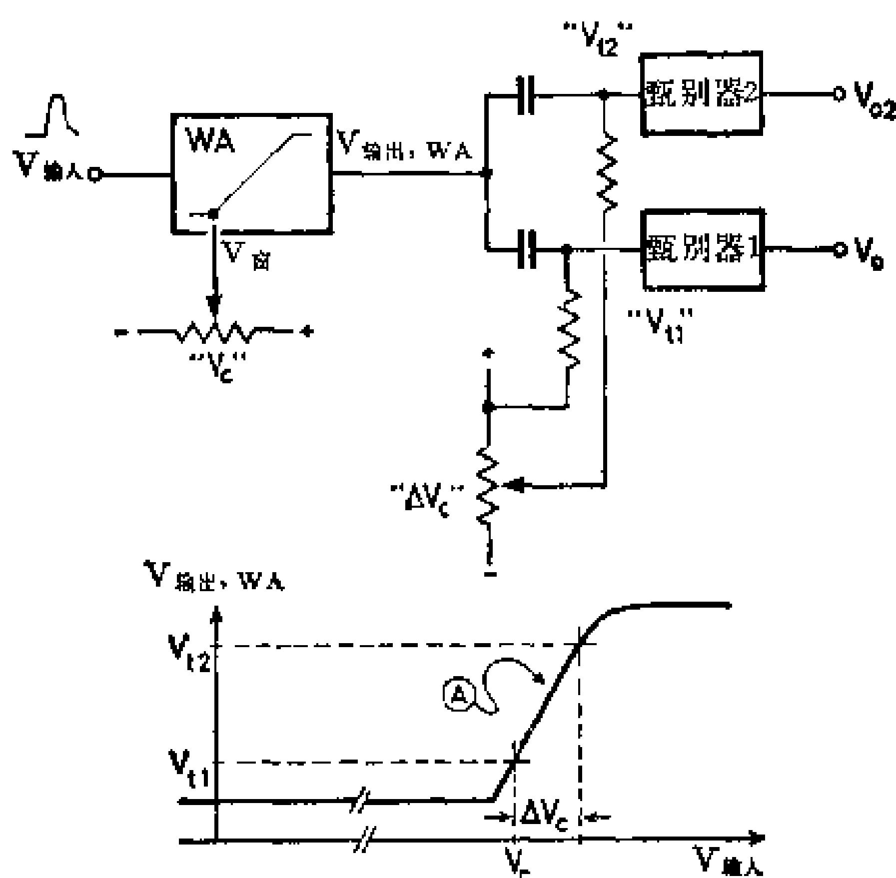


图 4.21　具有一个公用窗放大器的两个甄别器

迟了 Δt 时间的脉冲。因此只有其幅度满足条件 2 的脉冲才产生输出讯号。所以电路的作用如同一个道宽为 ΔV 和道位为 $V_t-\Delta V$ 的单道分析器一样。道宽的稳定性仅取决于阶梯波产生器 ΔV 的稳定性，道宽不依赖于道位 V_t 是理所当然的。

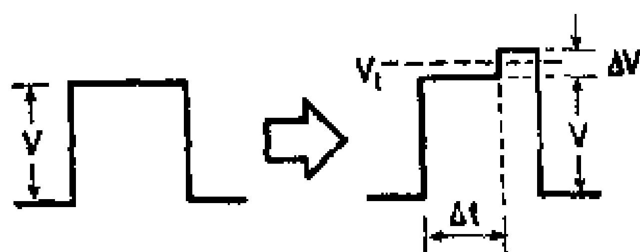


图 4.22　附加阶梯技术原理

阶梯脉冲也可以通过下述方法形成：即把输入脉冲延迟一段时间以后，去触发一个单稳多谐振荡器，并将所产生的幅度恒定的电压脉冲加到原来的输入脉冲上。在这种情况下，ΔV 是恒定的，并且绝对道宽仍然保持与 V_t 无关。此外，也可以利用矩形输入脉冲在延迟线末端的反射作用形成阶梯脉冲(见图 4.23)，所用延迟线的延迟长度为$\frac{\Delta t}{2}$，终端所接负载不是其特性阻抗

R_0，而是 $R_0+\Delta R_0$。在这种情况下，如假定 $\Delta R \ll R_0$，则下式成立：

$$\frac{\Delta V}{V} \approx \frac{\Delta R}{2R_0}. \tag{4.20}$$

因此，相对道宽保持常数而与 V_t 无关。附加阶梯技术在多道系统中的运用将在下一节讨论。

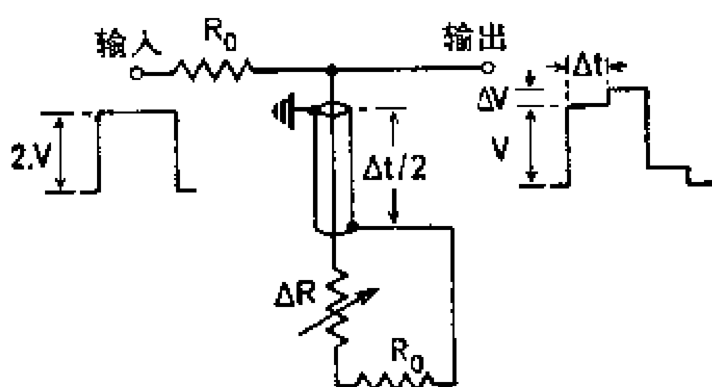


图 4.23　用不匹配的延迟线形成的阶梯脉冲

莫里(Mori)[4.026] 以图 4.17 的常规系统为基础，做成了一个单道分析器，其相对道宽 $\Delta V_c/V_c$ 是一个常数，而与 V_c 的实际值无关。

4.1.4. 微分甄别器的多重阵列

在本章引言中已经说到过，单道分析器的原理(图 4.17)也可用来对给定幅度范围的脉冲进行多道分析。当然，对图 4.24 所表示的相应电路来说，必须用图 4.18 所概示的某种方法一道道地加以修改，以便确保每个禁止脉冲都能和相应的讯号脉冲重叠。

多道系统有下述优点：若把我们感兴趣的幅度范围分为具有界限 $V_{c0}, V_{c1} \cdots\cdots V_{cn}$ 的 n 个道，并在输出端 V_{01}，$V_{02} \cdots\cdots V_{0n}$ 接入 n 个独立的定标器，用来记录相应的输出脉冲计数率，就能直接得到脉冲幅度谱。若用单道分析器测量同一谱，则只能用逐道测量幅度读数的办法。于是对同一统计精确度而言，用多道方法测量，时间可以减少到原来的 $\frac{1}{n}$（n 是道数）。确定脉冲“地址”的过程进行得很快，所需时间并不比单道分析器多。其缺点是要用花费较大的 $n+1$ 个甄别器的电路。

在费时较多但花钱较少的脉冲幅度直接编码方法被成功采用

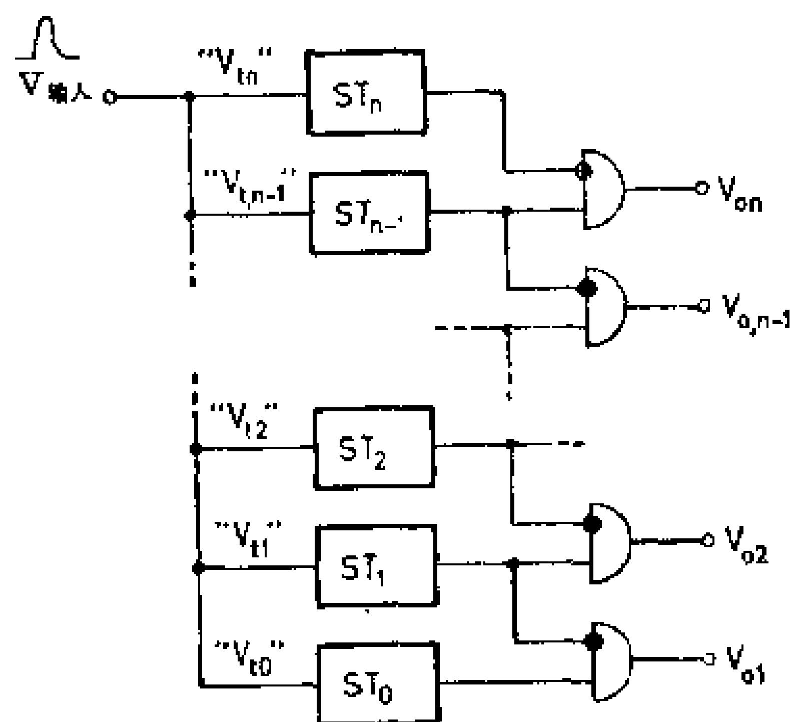


图 4.24 多道甄别器的工作原理

之前，曾制成了一些多道甄别器系统，它们的道数有时可达十道或者更多（参看文献[4.007, 4.017, 4.027]）。目前这些系统只用于某些特殊场合[4.028,4.129]，特别是当需要用到道数不多($n\approx10$)而时间分辨率很高(在毫微秒范围内)时。

设计多道甄别器的关键问题在于 n 个道宽必须严格相等，并且长期稳定。这里，道宽定义为各限电压相对其高限电压值之差，即 $V_{c1}-V_{o0}$; $V_{c2}-V_{c1}$; …… $V_{cn}-V_{cn-1}$。解决此问题的一个特别有用的方法是运用前节末所介绍过的附加阶梯技术[4.023~4.025,4.029,4.130]。图 4.25 画出了一个附加阶梯多道甄别器的方框图。在脉冲展宽器 PS 中首先将输入脉冲 $V_{输入}$ 展宽并成形为矩形脉冲。下阈施密特触发器 ST_0（它也确定了该器件的灵敏度）触发一个图中未明显表示出来的阶跃脉冲发生器。它所产生的幅度为 ΔV_c 的、很确定且恒定的方形脉冲，经 Δt 延迟后与已被展宽的初始脉冲在加法器（+）中相加。n 个阈甄别器 ST_1, ST_2……ST_n 中，只有将阈设置在 $V_{输入}$, $V_{输入}+\Delta V_c$ 电压区间内的那个甄别器(例如甄别器 ST_{n-1})，在延迟 Δt 以后才被触发。这个阶跃脉冲同时打开一个门系统，从而只有输出脉冲 $V_{0,n-1}$ 才通到

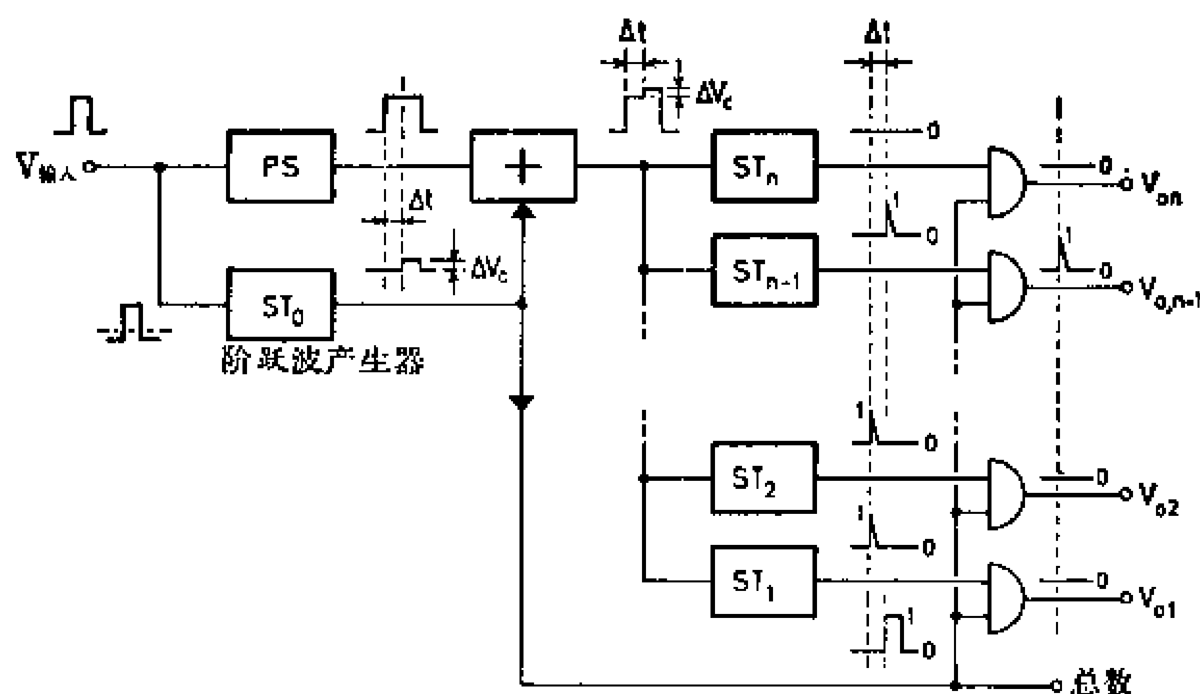


图 4.25　采用叠加阶跃脉冲方法的多道甄别器

其所连接的寄存定标器中。正如我们可直接看出的，道宽仅取决于阶跃脉冲幅度 ΔV_c，而实际的阈电压 V_{o1}，$V_{o2}\cdots\cdots V_{on}$ 只影响相应道的位置。因此，V_o 变化只使脉冲幅度谱的刻度移动，而不会影响微分谱的形状。为了减少脉冲漏失数目或同一脉冲不致被同时记在两道中，ΔV_c 要调到等于相邻两阈值 V_c 的平均差。在任何情况下，靠记录被分析脉冲总数（输出总数）的办法，很容易得到与总计数有关的谱线下面的积分面积。

4.1.5. 在甄别器内保留时间信息的方法

放大器的输出脉冲在时间上是与释放事件相关的。由于讯号路线为探测器→前置放大器→放大器，所以讯号有些延迟，然而平均起来延迟是一常量。如果对这些脉冲的幅度没有进行非线性处理（例如未经过限幅器、脉冲成形器和窗放大器），这种延迟也与脉冲幅度无关。当幅度-数字甄别器的输出脉冲在以后要用符合电路或者时间-幅度变换器来进行时间分析时，则要求此甄别器必须能够保留时间信息。

图 4.26 表示由两个不同幅度的输入脉冲引起的积分甄别器

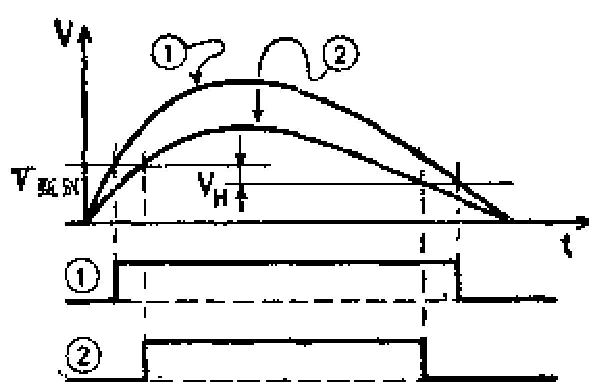


图 4.26 甄别器的脉冲形状

输出脉冲。脉冲原点（$t=0$）规定为释放事件发生的瞬刻（如果忽略上述的恒定延迟的话）。从图中能够看到，甄别器脉冲能够用来确定时间的两个部分，即它的前沿和后沿，都被延迟了一段时间，此时间与脉冲相对幅度和甄别阈 $V_{甄别}$ 有关。在微分甄别器中，输出脉冲也是从下阈甄别器脉冲的前沿或后沿得来的，因此也延迟了一段与初始脉冲幅度有关的时间（图 4.18）。所以放大器的脉冲形状，特别是它的上升时间或后沿的斜率影响了用甄别器输出脉冲确定时间的精确度。除了这种时间起伏外，若用幅度仅稍微超过甄别阈的脉冲触发甄别器时，还会有更大的延迟（参看图 4.05，以及关于渡越时间的讨论）。

甄别器输出脉冲的与幅度相关的延迟，通常称为"游动"。解决此种问题的最好方法，是把与事件有关的时间信息和幅度信息按照所谓快慢符合技术分别在两个通道内进行处理，此技术将在第五章中进行讨论。这里我们只讨论一些改进型式，通过这些改进，可使甄别器输出脉冲的定时点与输入脉冲幅度无关。

原则上，放大器脉冲的任何与幅度无关的点都可用来进行正确的"幅度无关"定时。温齐尔（Weinzierl）等人[4.030,4.031]从初始的单极脉冲中减去一个与其幅度成正比的脉冲，由于这一相减，使脉冲形状发生了改变，并且它与某个固定阈值的交叉点变得不随幅度改变。费尔斯坦等人[4.032,4.033]指出双极脉冲的过零点也与幅度无关。

如果使临界电压 V_{i2}（参考图 4.06 的定义）等于偏压 V_{i0}，则

可以用一个积分甄别器进行过零定时，此时在输入电压 $V_{输入}=V_{i2}-V_{i0}=0$ 时，甄别器翻回到初始状态。故甄别器输出脉冲的后沿相应于输入脉冲通过零点的时刻，我们即可用它来进行定时。其精确度比初始脉冲宽度定时约高两个数量级(见图4.27)。在这种情况下阈 $V_{甄别}=V_{i1}-V_{i2}$ 相当于滞后 $V_H=V_{i1}-V_{i2}$。

在图 4.27 中当阈值 $V_{甄别}$ 变化时，滞后 V_H 也必须跟着改变。要达到这个目的，采用图 4.08 二极管限幅方法最有效。将电压 V''_{B2} 和 Q_1 基极偏压调到 $V_{i2}=V_{i0}$，而触发阈 $V_{i1}\approx V'_{B2}$ 可通过调节二极管 D_1 偏压的方法来改变。尽管 V'_{B2} 能够改变的范围很有限，但滞后 V_H 一变，触发器渡越时间也会跟着改变，它本身就能影响所能得到的定时精确度。

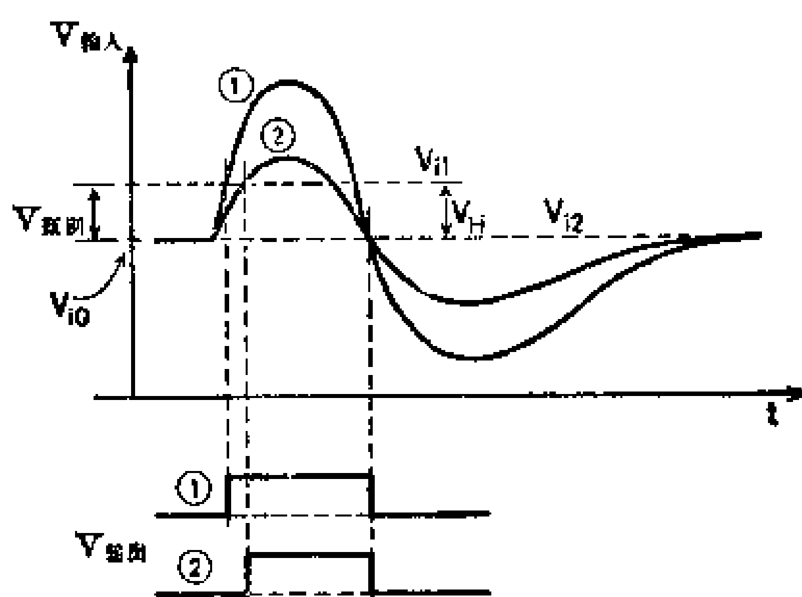


图 4.27 阈等于滞后的简单过零触发器

蔡斯描述了一个触发阈 $V_{甄别}$ 能够在很宽范围内改变的施密特触发电路(参看文献[4.034]或[4.007]的第 167 页)。其原理表示于图 4.28 (但在蔡斯的原著中，对工作原理的描述方法稍有不同)。调节一个滞后小而恒定的施密特触发器的偏压以得出甄别阈 $V_{甄别}$。在甄别器被触发之后，由一个辅助电路把 T_2 基极的参考电位 V_{B2} 改变到 $V_{B2}=V_{i0}$。因此，当输入电压穿过零线时，电路便翻回到初始状态。这种电路偶而也被采用[4.035]。图 4.29 是它的改进电路。在这个甄别器中所用到的施密特触发器由晶体管 Q_1

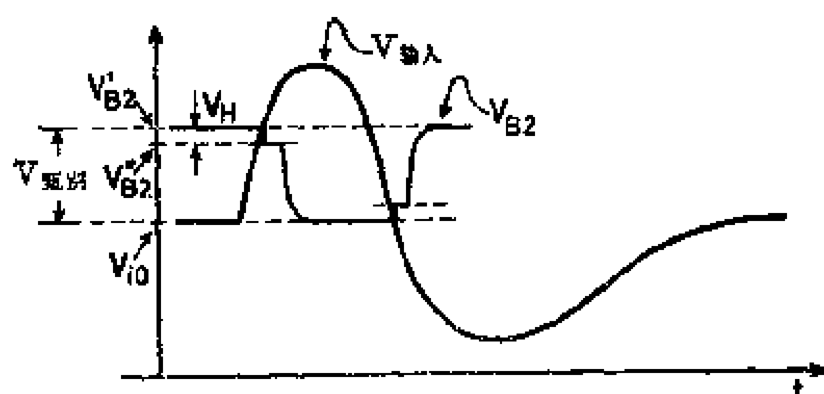


图 4.28　具有恒定滞后的过零甄别器的脉冲形状

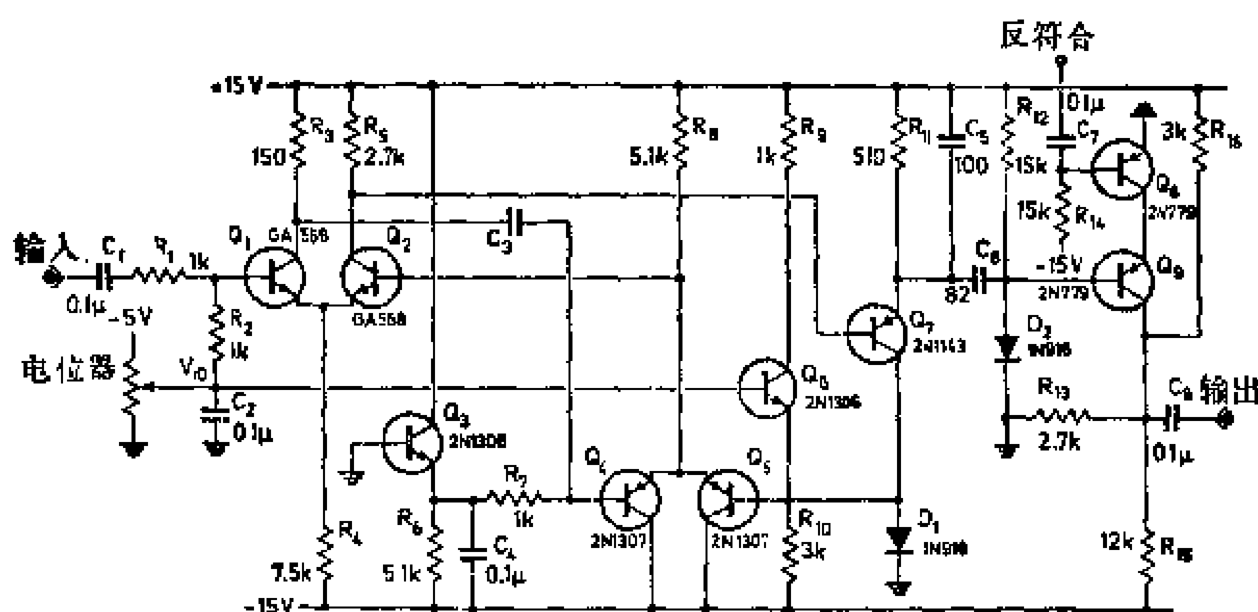


图 4.29　过零甄别器[4.036]

和 Q_2 组成。电容器 C_3 和发射极跟随器 Q_4 组成耦合回路，甄别阈由电位器调节。

输入电压超过甄别阈时 Q_2 截止。Q_2 集电极的正脉冲又使 Q_7 截止，Q_5 导通。Q_5 的基极电压通过 Q_6 被限制在由电位器所确定的 Q_1 的偏压 V_{i0} 值处。由于 Q_5 的作用，Q_2 的基极偏压也变为 V_{i0}。于是返回到初始状态的阈值即由 V_{i0} 所给定。在翻回到初始状态后，Q_7 导通，同时其发射极的负微分脉冲使 Q_9 饱和，从而产生一个宽度约为 0.3 微秒的标准正脉冲。对于正向双极脉冲，甄别阈可在 0.05 伏到 10 伏范围内调节。当输入幅度在 1:20 的整个范围内变化时，对于上升时间为 0.1 微秒的输入脉冲，其输出脉冲的游动小于 10 毫微秒。

也可以制成输出脉冲的延迟与输入幅度无关的微分甄别器。最好是采用图 4.18c 的接法，即用一个触发器作为分析器的上甄别器。因为输出脉冲是从下施密特触发器讯号的后沿得来，所以只需把一个过零灵敏触发器用作下甄别器以获得精确定时的输出脉冲。当然，这时电路就只适用于双极输入脉冲。

文献[4.131, 4.132]中介绍了一些比较实用的电路。格德克(Gedcke)等人[4.133]设计了一个"脉冲幅度常分数触发器"，此电路是过零触发器的推广。

斯特劳斯[4.037]描述了一个基于单稳多谐振荡器的甄别器，其输出脉冲宽度依赖于输入脉冲幅度。该甄别器用小幅度输入脉冲比用大幅度输入脉冲时触发时间要晚一些（参看图 4.26）。然而脉冲宽度也相应要短一些。因此不管输入脉冲的幅度如何，甄别器脉冲的后沿始终出现在同一时刻，这个时刻即可用来定时。

定时精确度所能达到的极限，一方面取决于探测过零点的准确性和稳定度；另一方面取决于将双极脉冲过零点规定为事件释放时刻这一规定本身所包含的误差。前面已经指出过，此脉冲相对原始事件延迟了一段时间（也就是荧光衰落时间以及在光电倍增管中的电子传播时间），这段时间围绕其平均值有某些统计偏差。所以过零点在时间上势必会有一些变化。可以指出，过零定时的均方根偏差总比用前沿定时大(参看文献[4.038]及第五章中的讨论)。所以在要求更高时间分辨率的符合实验中不采用过零甄别器。但是在大幅度范围内进行测量时，特别是当时间信息必须从已积分的"慢"脉冲中提取时，游动效应是主要的，这时采用过零技术很有利。为了在大幅度范围内得到更高的时间分辨率，必须采取专门的预防措施，如前沿定时的幅度补偿等（参看文献[4.039]和 5.4.2. 节）。

4.1.6. 快速隧道二极管甄别器

隧道二极管（或称江崎型二极管）[4.040]之类的负阻器件也能用来做成多谐振荡器电路，从而也能做成甄别器电路。由于它们

具有亚毫微秒范围的极短响应时间，故隧道二极管甄别器特别适用于快速电路。

图 4.30 表示出了隧道二极管(TD) 多谐振荡器的基本电路图及其相应的特性曲线。负载电阻 R 和二极管及共有关电路的寄生电容 C 与 TD 并联。来自电流源的电流 I 被分配给二极管(I_D)和另外两个元件(I_c, I_R)。一方面，I_D 对 V_D 的依赖关系服从二极管

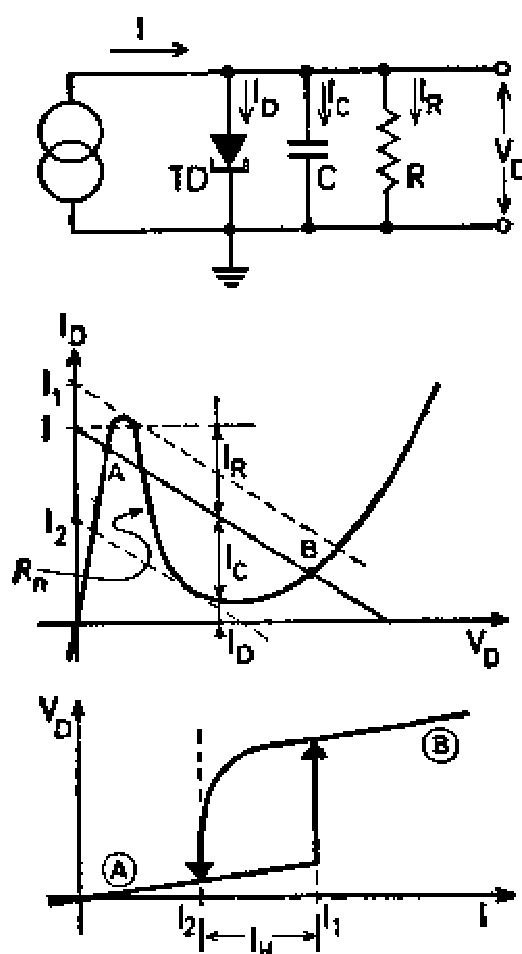


图 4.30　隧道二极管基本电路

特性曲线 $I_D=f(V_D)$(有一段负阻 R_n 电压范围)；另一方面，负载 R 确定一条负载线 $I_D=I-V_D/R$。这两条曲线的三个交点（当然假定 $|R|>|R_n|$）中只有 A 点和 B 点是稳定点，在这些工作点中 $I=I_R+I_D$ 成立，并且 $I_c=0$。如果电路的输入电流 I 超过 I_1，则 A 态消失；如果 I 减少到 I_2 以下，则 B 态消失。V_D(它同时为电路的输出电压）对输入电流 I 的关系曲线呈现出滞后为 $I_H=I_1-I_2$ 的多谐振荡器(参看图 4.02) 特性曲线的形状。在渡越期间内，电流 $I_c=I-I_R-I_D$ 被用来对电容 C 重新充电。如从特性曲线上所

看到的，I_1 的跃迁比 I_2 的跃迁更明确而且更快。$|R|$ 和 $|R_n|$ 之间差别越小，滞后 I_H 也越小。

隧道二极管 TD 与电阻 R 的并联电路也可看作电压回路增益为 $bA=|R|/|R_n|$ 的正反馈放大器。因为隧道二极管是个有源二端器件，其输出与输入处在同一端，故可用极简单的方法实现正反馈。因此可以采用 4.1.1. 节中的一些考虑，就是把滞后和渡越时间的大小当作回路增益 bA 的函数。

如图 4.30 所示，TD 多谐振荡器和施密特电路一样，也可以偏置到滞后范围以外(即 $I<I_2$ 或 $I>I_1$)，在这种情况下工作范围仅由二极管电流的额定最大值限制。当采用偏置在 I_1 和 I_2 之间的单稳态或双稳态电路时，还能得到更灵敏的甄别器。当然，双稳态电路必须用某些外部方法还原[4.041,4.049]。单稳多谐振荡器的两种变形表示于图 4.31。其中，使用了很小的电阻 $R(|R|<|R_n|)$，因此静态负载线与二极管特性曲线只有一个交点 A。可通过调整工作电流 I_0 来调节其工作点 A。

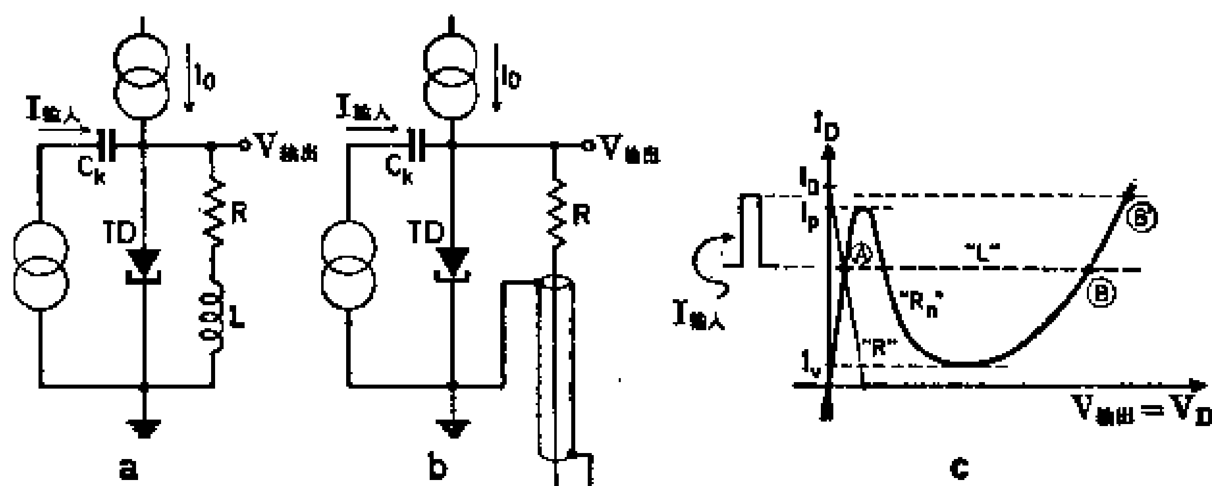


图 4.31 $a\sim c$　带有线圈 $L(a)$ 或电缆 (b) 的隧道二极管单稳多谐振荡器及其有关特性

在电路 a 中，电阻 R 串联了一个电感为 $L\gg|R_n|\cdot t_t$ 的线圈，其中 t_t 表示电路的渡越时间，因此，至少在渡越期间内，线圈 L 呈现出无穷大的阻抗，动态负载线"L"变成水平线。当任何输入电流脉冲 $I_{输入}$ 将动态负载线提高到超过隧道二极管峰电流 I_p 时，便使电路翻转到 B′ 状态，而后到达 B 状态。但是 B 点不稳定，一

且L通过了足够的电流使I_D降到谷电流I_V以下时，电路便翻回到初始状态A。所得脉冲宽度近似等于$L/(|R|+|R_n|)$[4-042]。

在电路b中，随时间而变的负载由电阻R和特性阻抗为$Z\approx R$的同轴电缆串联获得。显然如果$R<|R_n|<2R$成立，则电路工作。脉冲宽度为电缆延迟时间的两倍。

为了更详细地讨论隧道二极管甄别器，需要对渡越时间t_t加以研究。在图4.32a中再次绘出的基本电路图，表示具有工作电流产生器I_0和负载$R=\infty$(即I_R很小，可以忽略)的情况。输入电流脉冲的幅度为$I_{输入}$，宽度为$\delta_{输入}$，$(I_0+I_{输入})-I_P$的差值用$\Delta I_{输入}$表示。显然，只有当$\Delta I_{输入}>0$时电路被触发。由于C的作用，渡越时间只能象寄生电容再充电那样快。在图4.32中单独画出了对C充电的有效电流I_C与V_D的函数关系。曲线通过的方向用箭头指明，而相应的时间标度$t(V_D)$可以通过对C/I_0积分获得：

$$t(V_D)=C\int_{V_0}^{V_D}\frac{dV_D}{I_C(V_D)}. \tag{4.21}$$

图4.33a画出了$\delta_{输入}=\infty$(即输入阶跃电流)时用$\Delta I_{输入}$作参量的一些脉冲形状。在输出电压$V_0\sim V_1$范围内，如果电流I_C很小，会使脉冲起始非常慢。因此实际上要延迟一段由$V_D(t_{01})=V_1$所决定的时间t_{01}后，脉冲才出现。当然，t_{01}的精确值依赖于隧道二极管特性曲线的实际形状。如果I_0位于极靠近I_P的地方，则$I_C(V_D)$在$V_0\sim V_1$范围内可用一个抛物线来逼近。假定$\Delta I_{输入}\ll I_{输入}$，则相应的t_{01}为：

$$t_{01}\approx\frac{\pi}{2}\frac{(V_1-V_0)C}{\sqrt{I_{输入}\cdot\Delta I_{输入}}}. \tag{4.22}$$

如果$V_1-V_0=50$毫伏，$C=10$微微法，$I_{输入}=1$毫安，并且$\Delta I_{输入}=100$微安，则从(4.22)式求得$t_{01}\approx2.5$毫微秒。

如果输入脉冲宽度$\delta_{输入}$为有限值，则必须区分两种情况，如果

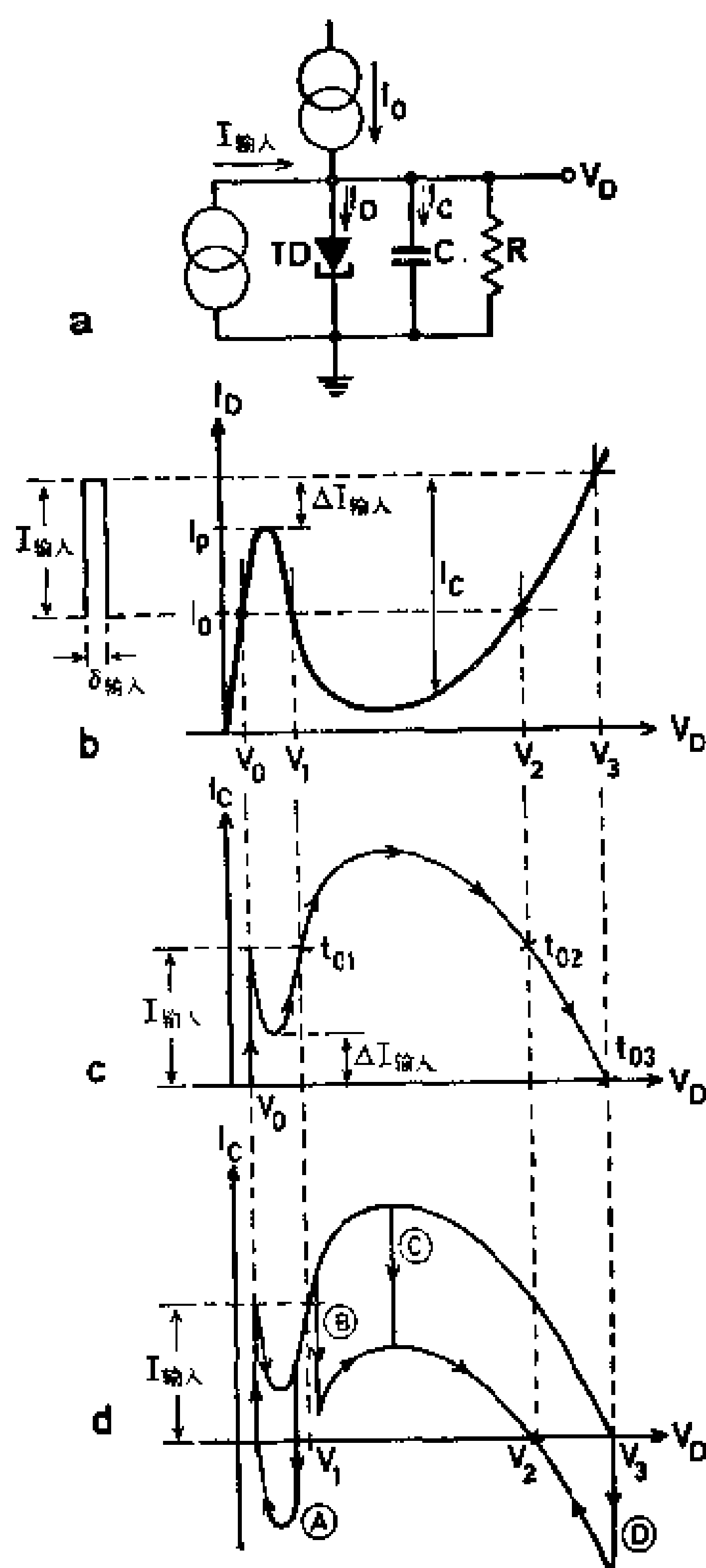


图 4.32 $a\sim d$ 隧道二极管触发器的开关特性

$\delta_{输入}<t_{01}$ 成立，则输入电流 $I_{输入}$ 是在 $I_C<I_{输入}$ 仍然有效的时刻被切断的(图 4.32d 和图 4.33b 中的情况 A)。因此 $I_C-I_{输入}$ 变成负值，C 将再次放电，同时电路翻回到初始状态 V_0。起先，如果 $\delta_{输入}>t_{01}$，$I_{输入}$ 断开的结果只会使 I_C 减少而不会引起极性改变，渡越过程会延续下去(图 4.32d 和图 4.33b 中的情况 B 与 C)。最

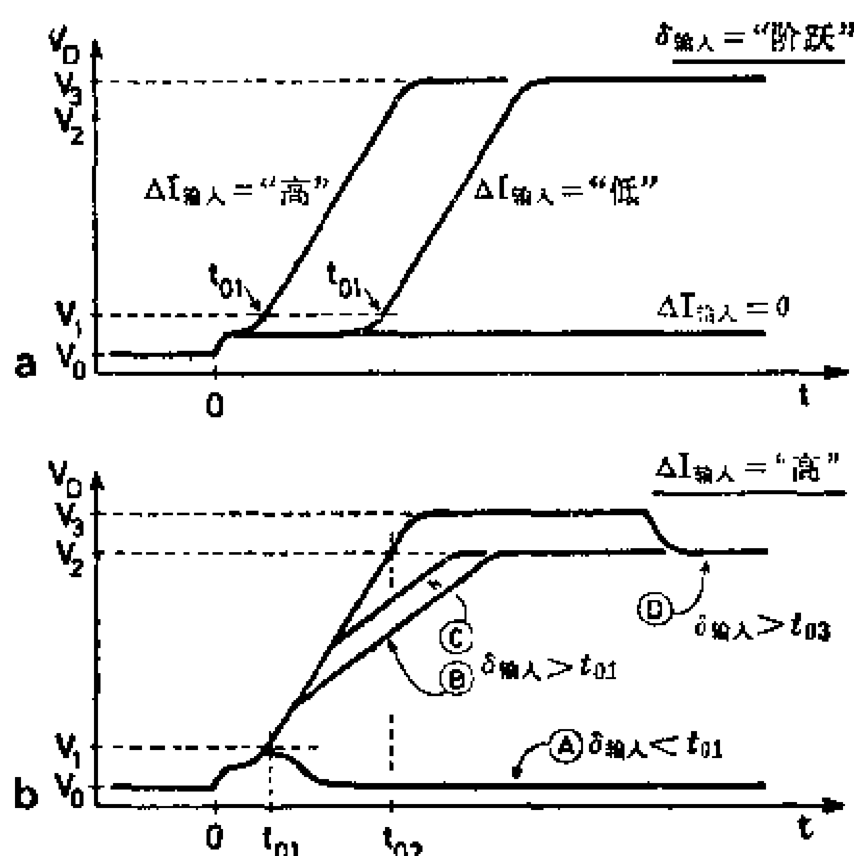


图 4.33 $a\sim b$　隧道二极管多谐振荡器的脉冲形状

后，如果 $\delta_{输入}$ 比总渡越时间(t_{03})长，则会出现一个小的上冲(情况 D)。

所以，为了触发隧道二极管甄别器，必须满足下列两个条件·

1. 必须保持 $\Delta I_{输入}>0$，输入电流必须明显地超过由 I_P 给定的阈值；

2. 必须保持 $\delta_{输入}>t_{01}$。

因为 t_{01} 本身依赖于 $I_{输入}$，所以第二个条件就意味着输入电流脉冲的所有积分电荷 $Q_{输入}$ 必须大于$(V_1-V_0)C$。因此隧道二极管甄别器对窄脉冲是电荷灵敏的，而对宽脉冲则是电流灵敏的[4.134]。

输出电压脉冲 $V_D(t)$的形状可通过对关系式(4.21)进行反演获得。遗憾的是，这种反演得到的是不能够明显解出的非线性微分方程。在文献[4.041～4.043, 4.135～4.137]中讨论了此方程的各种图解、数字解或近似解。

当然，在实际的隧道二极管甄别器电路中，还必须考虑到输出讯号也会进入输入电路，因为输入和输出并没有隔开。例如，如果

TD 甄别器通过同轴电缆耦合到光电倍增管时，为了避免反射，接在光电倍增管输出端的电缆必须匹配[4.044]。另外，甄别器的输入也可以通过一个共基极电路与探测器输出端隔开，如图 4.34 所示[4.045]。当然，Q_1 的集电极也可以不通过电容 C_K 直接耦合到 *TD* 上。

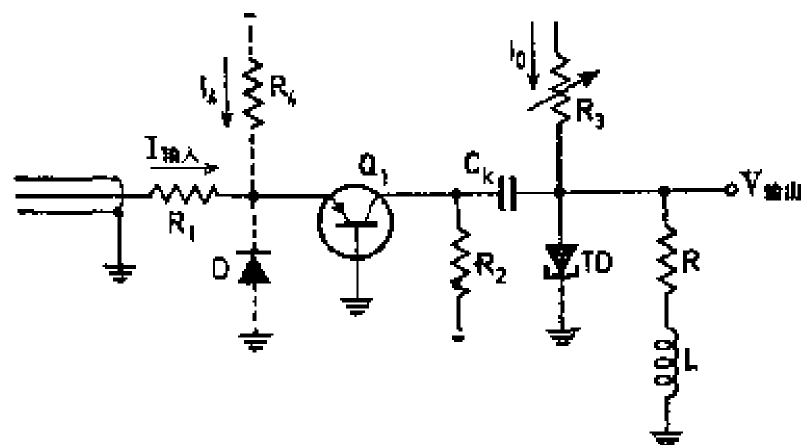


图 4.34　通过一个共基极晶体管将探测器输出与 *TD* 触发器输入隔开

如果在隧道二极管之前连接一个窗放大器，则甄别阈对脉冲形状和脉冲宽度的依赖性可大大减少。通过引入一个起窗放大器作用的二极管 *D*(虚线接法)，很容易修改图 4.34 的电路。流过 R_4 的电流 I_4，使二极管 *D* 正向偏置。此时只有电流差 $I_{输入}-I_4$ 通过 Q_1 加到隧道二极管上。里金尼(Righini)[4.046]描述了用偏置发射极跟随器做窗放大器的隧道二极管甄别器。为此目的，沃德等人[4.047]曾使用了简单的反向偏置半导体二极管。在他们的电路中，甄别阈可在 0.5～10 伏之间改变。当输入脉冲的上升时间在

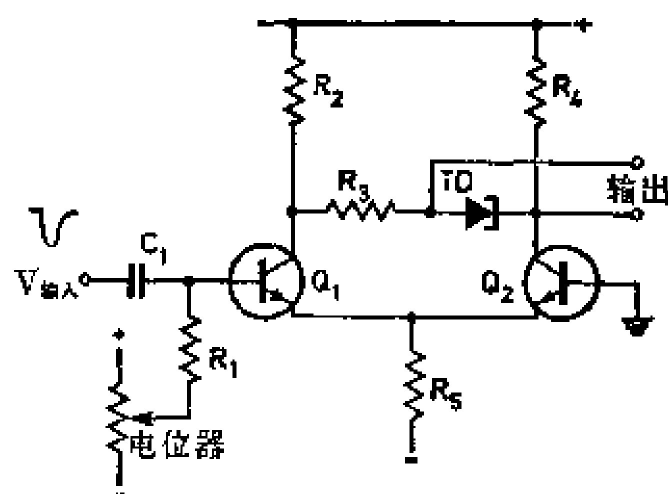


图 4 35　隧道二极管甄别器电路原理[4.050]

0.5～20毫微秒之间变化、而其宽度在5～100毫微秒之间变化时，造成甄别阈的漂移仅约10毫伏。科利[4.048]还在甄别器的输入端采用了具有短路电缆的输入脉冲成形电路。

当然，在触发隧道二极管甄别器之前，电压讯号必须先变换成电流讯号(例如通过一个电阻器，参看图4.34中的R_1)。赫范(Hvam)等人[4.050]研制了一个电压灵敏隧道二极管甄别器。在此电路中，TD接在一个采用普通发射极耦合方式并被偏置的差分放大器的高阻集电极电路中(图4.35)。隧道二极管两端的输出讯号用第二个差分放大器拾取。潘达雷斯(Pandarese)等人[4.051]用隧道二极管作成了桥式甄别器。文献[4.138, 4.139]中还介绍了另外一些TD甄别器电路。

由于有了快速TD阈甄别器，也能制成快速单道分析器。其大多数即选用图4.18所示的某一种方案。有关电路的细节可参看文献[4.018, 4.020, 4.022, 4.140]。由于隧道二极管甄别器有输出脉冲宽度依赖于输入脉冲的特性，所以在反符合电路之前有必要再增加一级脉冲成形电路(通常由另一个隧道二极管单稳多谐振荡器承担)。

由于输入脉冲和输出脉冲间的延迟t_{01}依赖于输入脉冲的幅度，所以时间信息在隧道二极管甄别器中不能很好保存。奥曼(Orman)[4.052, 4.053]描述了一个适用于高度精确的过零定时双极脉冲的TD甄别器。图4.36画出了阿尔斯顿(Alston)等人[4.054]报道的这种甄别器的简化电路。其工作点A位于峰电流I_P之上。当输入电流$I_{输入}(t)$通过阈I_V-I_0时，甄别器便触发("1"点)。因为$I_0 \approx I_P$，所以在输入电流接近过零点时，电路便翻回到初始状态("2"点)。由于输入电流大大超过了I_P，故渡越时间非常短。于是，此输出脉冲的陡峭后沿可以用来定时。不过，这种甄别器有一个固定的阈值$I_V-I_0 \approx I_V-I_P$，因此有必要在前面再连一个增益可变放大器。威甘德(Wiegand)等人[4.055, 4.056]还描述了另外一些带有隧道二极管的过零甄别器。

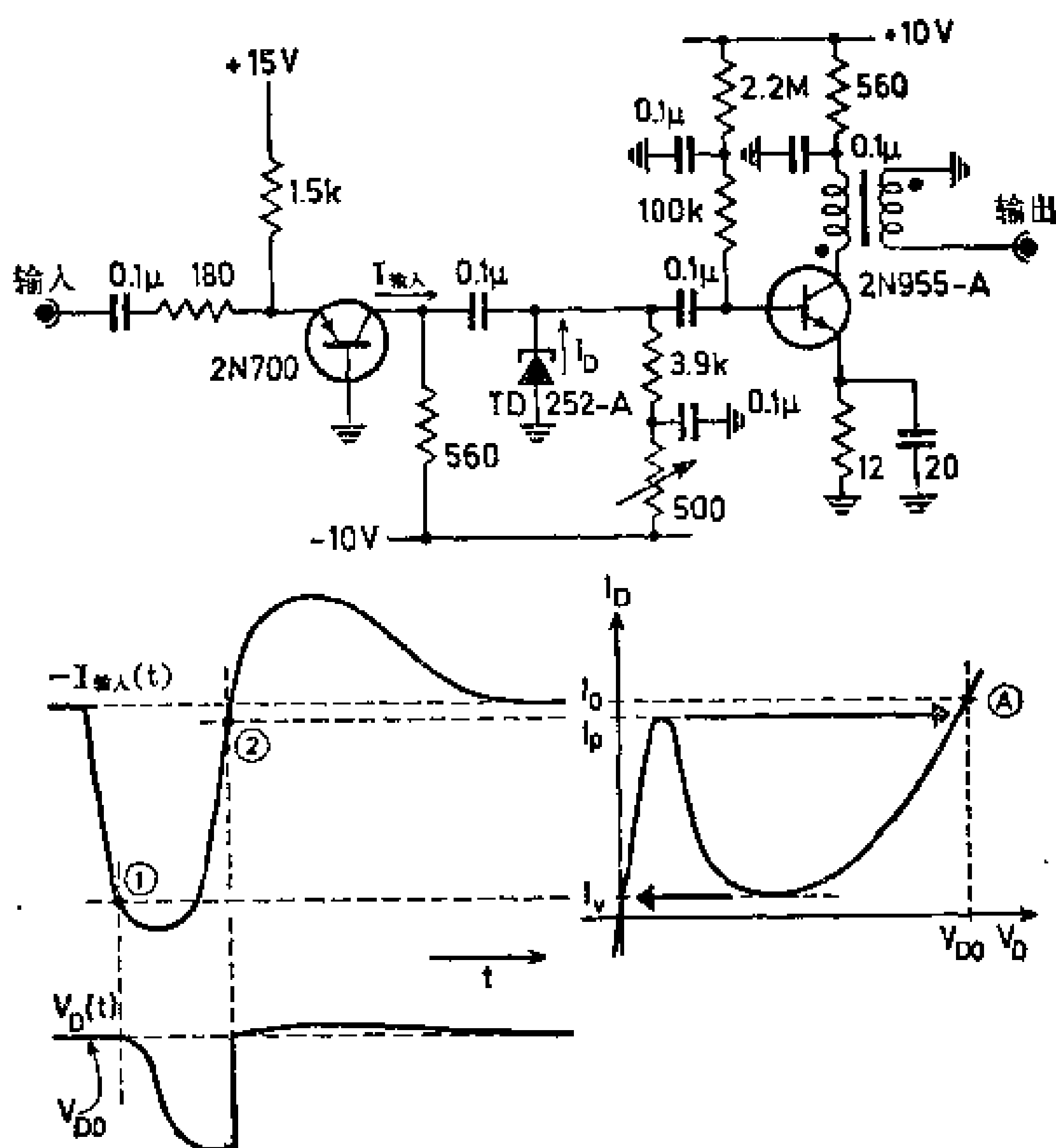


图 4.36　奥曼型 *TD* 过零甄别器[4.054]

4.2. 脉冲幅度的数字编码

现代探测器系统的高能量分辨率要求分析器有相当多的道数 n。例如使用具有 0.1% 相对半宽度的半导体探测器时，为了把谱线的峰显示在一个以上的道中，必须使 $n>1000$。且不说要求实现各个道宽和道位稳定这个条件的困难性，单就按照多道甄别器原理(见 4.1.4 节)制作模拟-数字变换器需要如此多数量的甄别器和选通系统而言，在经济上就是行不通的。因而必须寻求某种更经济的编码办法。

在工业电子学中，模拟值(电压、位置、角度等)通常必须数字

化。为此发展了多方面的技术[4.057,4.058]。其中的一些技术，例如"电压平衡"原理，亦可用于脉冲幅度编码（各电路将在4.2.2.节中简要叙述）。但是，在核子脉冲技术中，一般说来威尔金逊（Wilkinson）[4.059]的编码方法是行之有效的。其原理是首先将脉冲幅度变换成脉冲宽度，然后用一个标准频率对此宽度进行数字测量。威尔金逊型变换器的实现及其优点将在4.2.1.节中讨论。

由于在电子学系统中，模拟和数字两部分之间并没有什么明确的界限，故在讨论模拟-数字变换器时，不可避免地要涉及到某些辅助数字电路，虽然我们在第六章才对数字电路进行系统的讨论。

这里我们简单提一下1951年弗兰克(Frank)等人[4.060]制造的机电脉冲幅度分析器(图4.37)。这是一个奇特的模拟-数字变换器，同时又是一个具有30道容量的存贮器。其工作原理从此图中很容易理解：一个机电球杆对小球施加了某个反冲力，此反冲力的大小正比于脉冲幅度(→地址)。与反

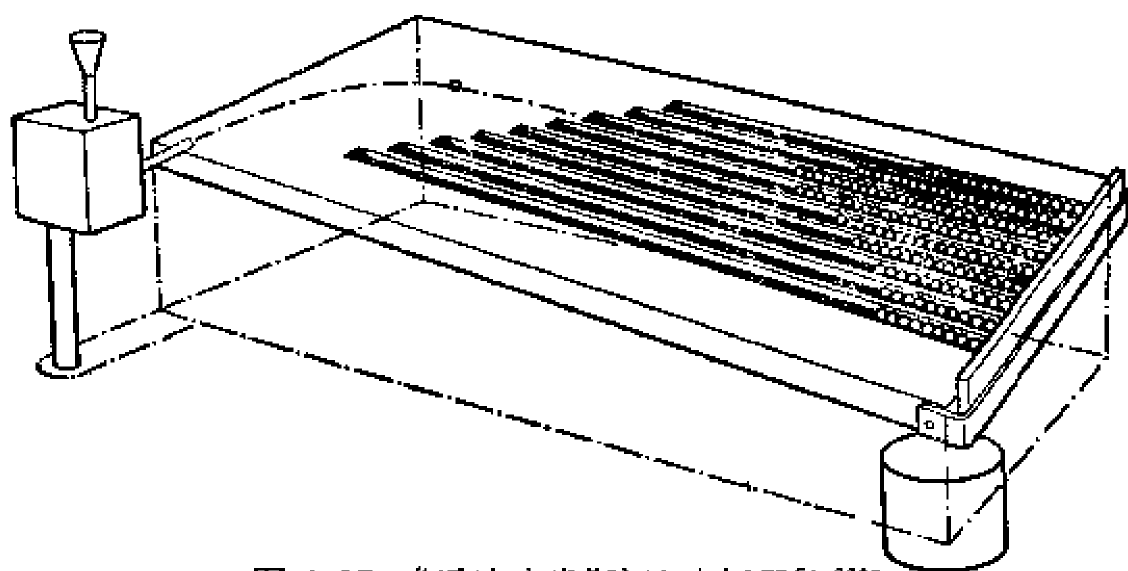


图 4.37 "反冲分类"脉冲分析器[4.060]

冲力的大小相对应，小球落到或远或近的道中。道容量可达100个脉冲(即100个球)，而时间分辨率约为0.2秒。这种装置的名称"反冲分类器"后来也用来称呼纯粹的电子幅度分析器。

4.2.1. 威尔金逊型变换器

图4.38绘出了威尔金逊型变换器的工作原理。在图 a 中，幅度为 $V_{输入}$ 的输入脉冲 A 首先被展宽成脉冲 B，而幅度没有任何损

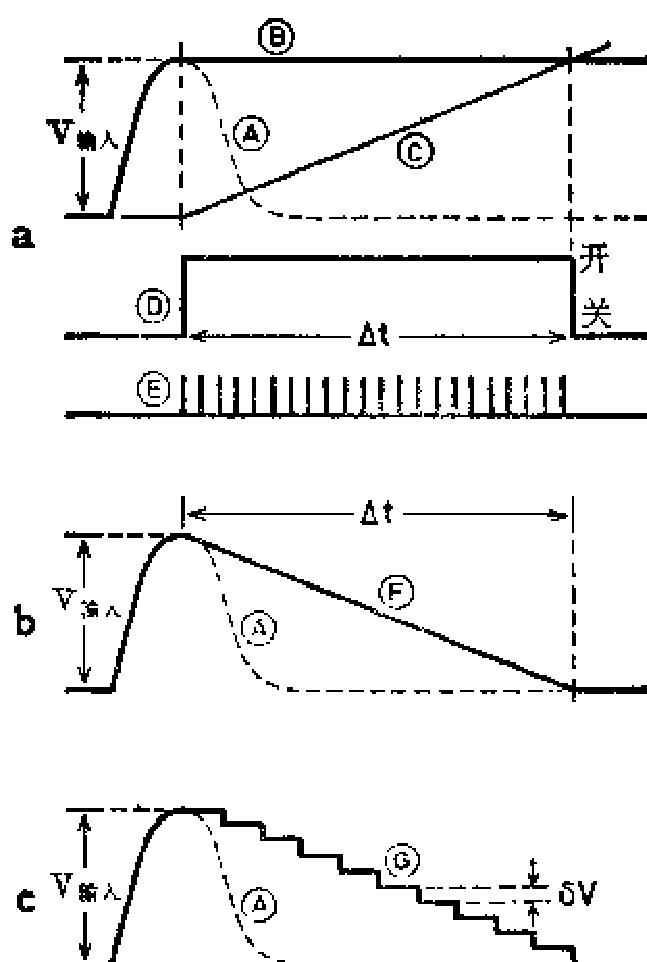


图 4.38 $a \sim c$ 威尔金逊型模拟-数字变换器中各点的脉冲形状

失。在输入脉冲 A 达到其最大值之后不久，线性斜坡产生器被触发，产生一个具有恒定斜率和高度线性的斜坡电压 C，同时产生一个门讯号 D。比较电路将 B 和 C 进行比较，并且在 $B=C$ 的瞬间将门关闭。因此门讯号 D 的宽度便正比于输入脉冲幅度，即 $\Delta t \propto V_{输入}$。在 Δt 期间内具有恒定重复频率的脉冲 E（例如来自稳定的石英振荡器）在电子定标器中进行计数。脉冲数目 n 正比于 Δt，因而亦正比于 $V_{输入}$。所以数目 n 就代表欲求的脉冲幅度的数字等效值，并可直接用作被存贮事件的存贮单元的地址。

这种编码的精确度取决于三个因素：用展宽脉冲 B 重现输入幅度 $V_{输入}$ 的精确度；斜坡电压斜率的稳定性和线性；以及脉冲发生器的稳定性。但是，既然比例式 $\Delta t \propto V_{输入}$ 成立，则脉冲 E 的重复频率或 C 的斜率的任何变化就会以同样方式影响所有的道。虽然如此，道宽 δV 将仍然保持相对恒定。显然，δV 取决于两个脉冲 E 之间的时间间隔，而与道位无关。

在晶体管化的脉冲展宽器中，要在通常大于10微秒的时间间隔Δt期间内保存脉冲幅度$V_{输入}$是相当困难的，故新近一些电路都采用图4.38*b*所示的变换器的改进电路。在这些电路中，变换器的电容被充电到输入电压$V_{输入}$的全高度，然后线性地放电(*F*)。时间Δt定义为电容器放电至零电压(或者任何别的适当参考电压)所需的持续时间。下面我们将更详细地讨论这种形式的电路。

第三种改进电路[4.061~4.063]可用图4.38*c*说明，其相应的电路图绘于图4.39中。电容器C_1充电到输入脉冲的全高度$V_{输入}$，然而它放电是以阶梯方式进行。即每下降一阶，电容器的电荷要减少$\delta V\cdot C_1$。相应电路的工作过程如下：输入脉冲通过二极管D_1对电容器C_1充电，与此同时电容器$C_2(\ll C_1)$

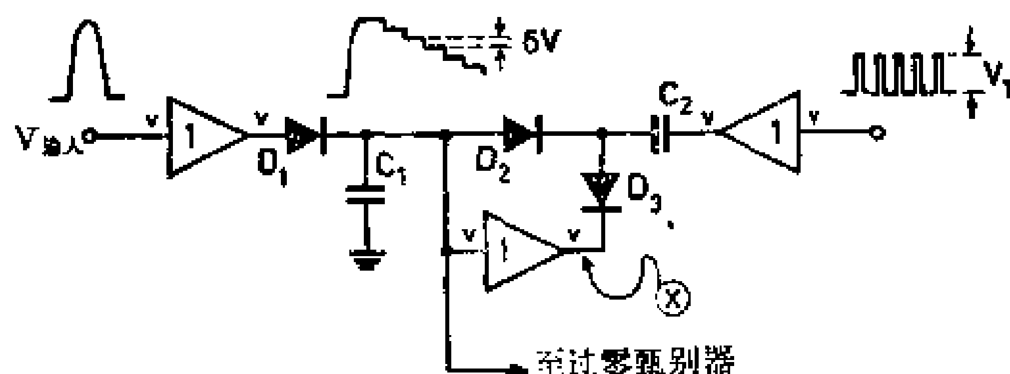


图 4.39 威尔金逊型二极管泵变换器

亦被充电。X点通过阻抗变换器被固定在和C_1相同的电位处。C_2, D_2和D_3组成所谓二极管泵电路(参看文献[4.003]第346页)。电容器C_2经D_3由幅度为V_T的正向时钟脉冲充电。在时钟脉冲的后沿，D_2开始导通，而D_3截止，同时负电荷$C_2\cdot V_T$流经D_2到达电容器$C_1(\gg C_2)$。因此每个时钟脉冲使C_1两端的电压减少$\delta V\approx V_T\frac{C_2}{C_1}$。利用一个过零甄别器监视通过零点的时刻。使$C_1$上的电压下降至零所需的阶梯数目(它和相应的时钟脉冲数目相同)就代表$V_{输入}$的数字等效值。显然，在此电路中时钟脉冲的幅度V_T(而不是它的频率)必须保持恒定。

按照图4.38*b*采用电容器连续线性放电的变换器只需一个简单的模拟开关(起动斜坡)。与此相反，二极管泵变换器每降一阶则需两个开关(D_2和D_3)。因此，对于*n*道变换需要作2*n*次开关动作。由于模拟开关动作的速度限制，显然二极管泵变换器比连续放电式的变换器要慢，它在近代分析器中很少采用[4.064]。

在模拟-数字变换器的输入端总需要一个线性门，在变换过程中此门关闭，从而阻止后随输入脉冲对此过程的干扰。门控制讯号比 Δt 要长一段时间，这段时间就是后面的数字设备处理这些数字输出讯号所需要的时间。

为了讨论变换过程的非线性[4.063,4.065,4.066]，在图 4.40 中绘出了三种可能的脉冲展宽器电路。如同在 3.5 节中已指出的，简单的二极管电路(*a*)可以通过一个电压反馈(*b*)来改善。可以设想，最方便的是用差分放大器("+"表示不倒相输入端，"−"表示倒相输入端)。另外，二极管 *D* 可以通过一个电流放大器 *B* 与存贮电容器 *C* 隔开(图 4.40*c*)。由于线性门可能出现的脉冲台底，使得通常在门关闭着的时候也有一个不为零的工作电压 V^*。

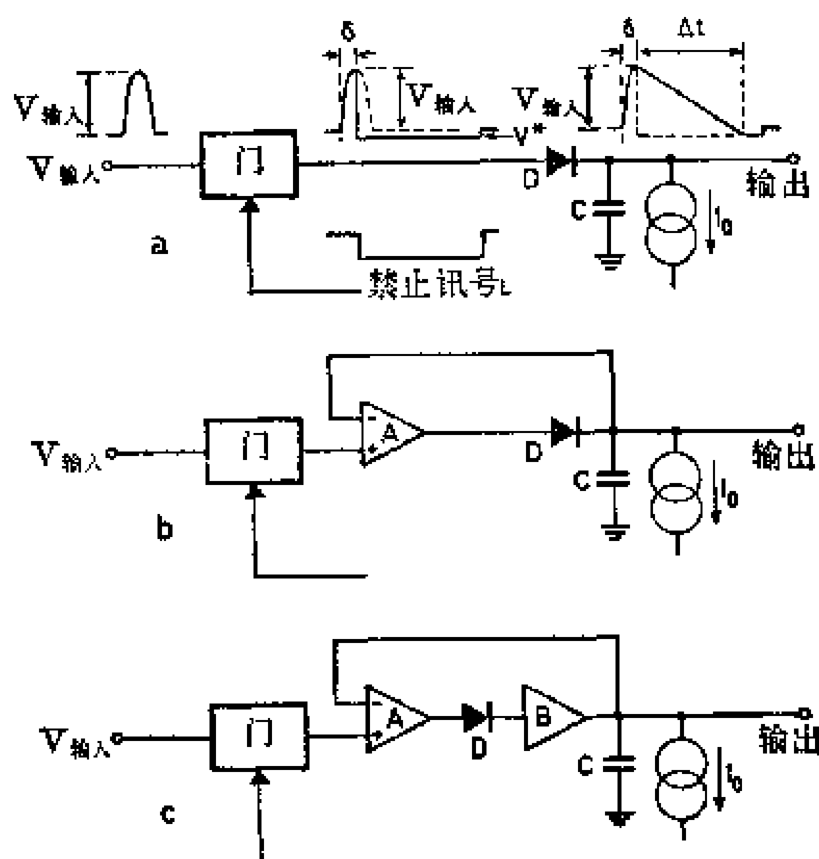


图 4.40 *a*～*c* 脉冲展宽器的工作原理

在输入脉冲起始后的 δ 时刻，电容器 C 的充电过程即被中止。在此时 C 两端的电压为 $V'_{输入} \approx V_{输入}$。假定二极管具有理想特性(3.48)，则由电路改进形式 *a* 导出：

$$\frac{dV'_{输入}}{dt} = \frac{I_0}{C}\left(e^{\frac{e(V_{输入}-V'_{输入})}{pkT}}-1\right). \tag{4.23}$$

式中的因子 p 是考虑了不同半导体二极管导电机理的差别而引入的(对于锗 $p\approx1$；对于硅 $p\approx2$)。I_0 表示恒定的放电电流，甚至在充电过程期间它也流经二极管。对于宽度为 δ 的矩形输入脉冲，可将微分方程式(4.23)积分，得到：[4.063]

$$V'_{输入}=V_{输入}-\frac{I_0\cdot\delta}{C}+V_0\cdot\log\left(e^{\frac{I_0\cdot\delta}{C\cdot V_0}}+e^{-\frac{V_{输入}}{V_0}}-1\right),\quad(4.24)$$

式中 $V_0=pkT/e$。

因此，“道宽”$dV'_{输入}$ 和当于某个给定的脉冲幅度间隔 $dV_{输入}$，而微分非线性 $\varepsilon=\frac{(dV_{输入}-dV'_{输入})}{dV_{输入}}$ 根据(4.24)式变为：

$$\varepsilon=\frac{1}{\left(e^{\frac{I_0\delta}{C V_0}}-1\right)e^{\frac{V_{输入}}{V_0}}}.\quad(4.25)$$

因此，非线性 ε 将依赖于输入脉冲幅度，而且当 $V_{输入}\approx V_0$ 时，会变得很大。所以变换电路 a 仅对于幅度远大于 25～50 毫伏的输入脉冲才能满意地工作。

考虑图 4.40b 和 c 的改进电路，我们可立即看出，放大器 A 对电路工作的影响仅在于使二极管电压的刻度与电路 a 相比改变了 A 倍，即 V_0 变成 V_0/A(A为放大器增益)。因此：

$$\varepsilon=\frac{1}{\left(e^{\frac{A I_0\delta}{C V_0}}-1\right)e^{\frac{A\cdot V_{输入}}{V_0}}}.\quad(4.26)$$

在(4.26)中，电流放大器的增益 B 没有出现。很容易看出这是因为电流放大器只不过使 D 和 C 断开，而与 B 的数值无关。

D 中存贮的电荷还会引起附加的微分非线性，当二极管截止时，此电荷必须被中和掉(参看 3.5. 节)。由于此电荷近似为常数，故对于小脉冲 $V_{输入}$ 而言，其所造成的相对误差最大。但用放大器 B 将 D 和 C 隔开后，这种误差就不再出现。

在二极管 D 截止以后，它的结电容 C_D 与 C 处于并联状态。由于 C_D 与二极管两端所加的反向电压有关，故即使 I_0 绝对恒定，除非 $C_D\ll C$，放电过程仍是非线性的。在 D 和 C 之间连接一个电流

放大器并不能减少这种非线性，因为这只不过是用另一个随电压改变的电容(例如集电极-基极结电容)代替了 C_D 而已。

所有误差在小幅度时都变得显著了。针对这点，提出了将一个恒定电量加到每个输入脉冲上以增加其幅度的各种办法。因此脉冲幅度刻度移动了一个固定的数值，而到达较高值，它可以在以后采用某种方法来修正，例如从时钟脉冲数目中减去一个与此位移量相应的脉冲数目(参考[4.067]和 3.3. 节末尾的注释)。

为使 C 的放电过程线性化，可选用一种有名的反馈技术(自举电路，米勒积分电路)。另一方面，可采用某个集电极电流恒定的晶体管来提供 I_0。图 4.41 绘出了由曼弗雷迪等人[4.065]描述过的模拟-数字变换器的电路(图 4.40b 型)。输入脉冲经过发射极跟随器 Q_1 加到差分放大器 Q_2, Q_3 上，它通过 Q_5 和 D 对存贮电容器

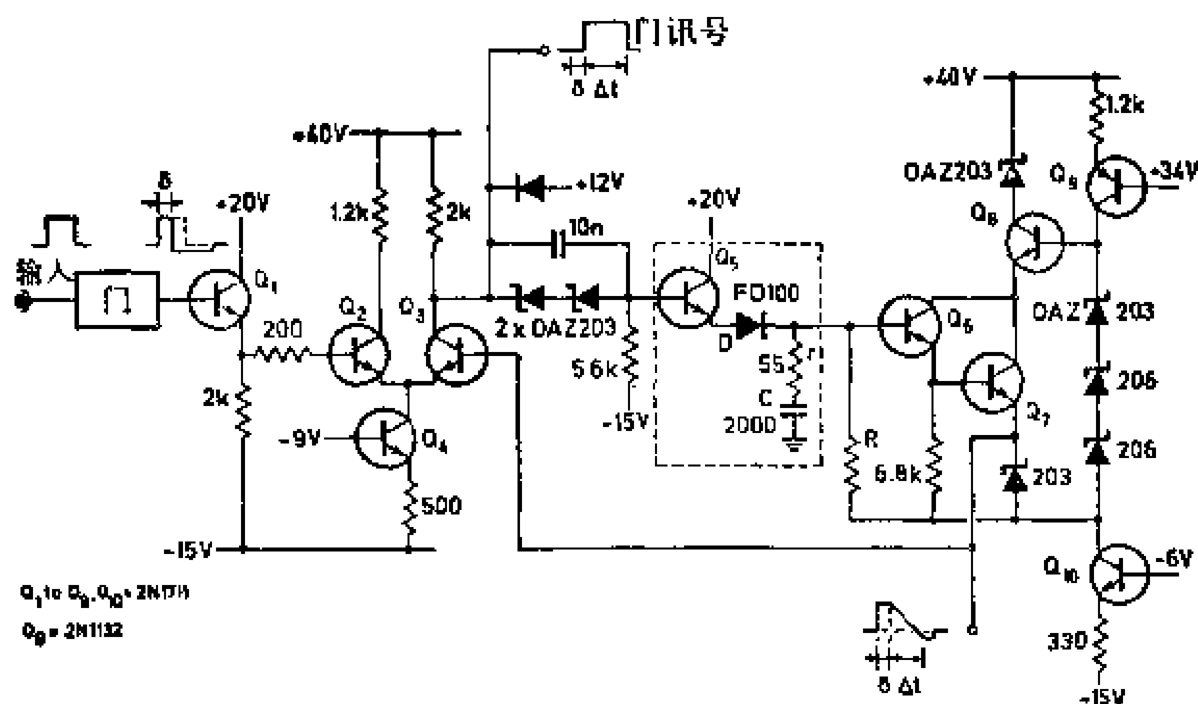


图 4.41　模拟-数字变换器电路图[4.065]

$C(=2000$ 微微法)充电，电阻 $r(=55$ 欧)用来限制充电电流，以避免上冲。通过两重发射极跟随器 Q_6 和 Q_7 将反馈回路闭合，Q_6, Q_7 的负载由恒流产生器 Q_9, Q_{10} 组成。Q_5 和 Q_7 的集电极-基极电压 V_{CB} 通过自举电路 Q_8 保持恒定，因此 Q_5 的集电极-基极结电容与输入脉冲幅度无关。在线性门关闭以后，二极管 D 也截止，于是反

馈回路断开，Q_3 的集电极电位下降到+12伏(通过限幅二极管)，C 开始线性放电。放电电流由 R 以及 Q_6 的基极与 Q_{10} 的集电极之间的(恒定)电位差来确定。当 C 两端的电压达到 V^* 时，反馈回路突然闭合，同时 Q_3 的集电极电位再次上升。Q_3 的集电极的负脉冲经过适当的成形和限幅之后可用作振荡器的门控制讯号(图 4.38 中的 D)。在所述电路中，反馈差分放大器本身可用作比较器或过零甄别器。对于斜率相当于 20 毫伏/微秒的放电电流，微分线性在幅度大于 50 毫伏时好于 ±1%。

C 也可以不放电到终止电压 V^*，而在 C 的电压一旦达到另一个预选参考值 V^{**} 时，放电过程就停止。于是被数字化的只是 $V_{输入}-V^{**}$ 这部分差值，而变换器的作用如同自己拥有了阈值为 V^{**} 的窗放大器一样[4-068]。

为了避免数值约等于一个道宽的附加误差，脉冲发生器的脉冲 E 和门控讯号 D 必须同步(图 4.38)。这可用两种方法来实现。其一是用此门控讯号触发 LC 振荡器，从而使振荡器的第一个脉冲(即第一个振荡波)的相位跟定门控脉冲。另一种是用出现在时刻 δ 之后的自激振荡器的第一个脉冲去启动放电过程，从而使门控脉冲跟定振荡波。第一种方式更容易实现，尤其在频率低于 10 兆赫时。科米斯基(Comiskey)等人[4-069]介绍了一种可用门脉冲控制的 55 兆赫的振荡器。特科(Turko)[4-141]研究了快速门控时钟脉冲振荡器，并且给出了一个 100 兆赫门控振荡器的电路图。如果必须使用高度恒定的振荡器(例如用石英晶体稳定的振荡器)，那么门控脉冲必须被同步[4-070]。

通常输入脉冲的顶点可以用来确定存贮电容器完成其充电过程的时刻 δ。如果按照图 4.40b 和 c 的方框图采用一个反馈差分放大器，则利用输入电压通过其最大值之后反馈回路会突然断开这一事实，很容易确定脉冲到达其最大值的时刻[4-071]。在放大器的任何地方都可取出时间相关讯号，并可将其用作门控讯号(参考图 4.41 中的电路)。

如果输入脉冲的顶部很平，则最大电压值的确定很不准确，从

而瞬间 δ 的确定也很不准确，δ 与其平均值偏差太大，同时根据(4.25)式和(4.26)式，微分线性会受到不利影响。在这种情况下，最好把充电过程的终止选取在其前沿之后，或在过零点之前的某个固定时间间隔处[4.036,4.070]。

在对威尔金逊型变换器的各方面进行讨论之后，我们将用图4.42的方框图讨论模拟-数字变换器逻辑装置的一般概念。输入

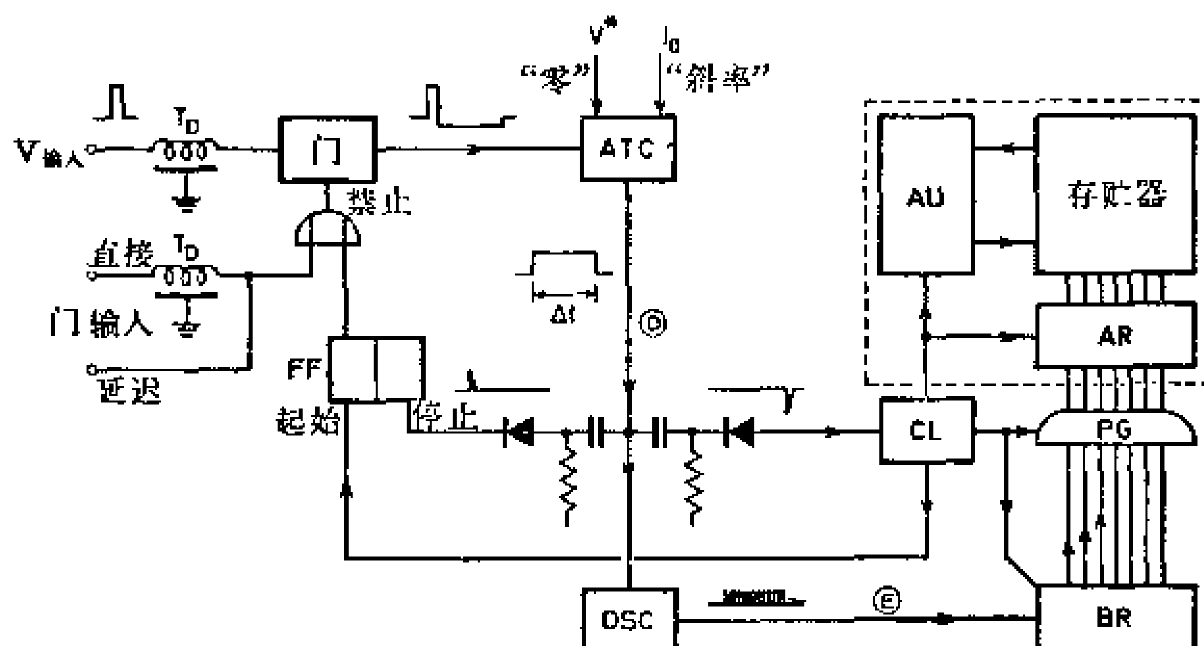


图 4.42 带有缓冲寄存器的模拟-数字变换器的内部机构

讯号 $V_{输入}$ 经 t_D 延迟(≈1 微秒)后到达线性门，然后到达脉冲幅度-时间变换器 *ATC*。门控讯号(*D*)将振荡器 *OSC* 释放，同时从(*D*)的前沿导出一个停止讯号，用以置位双稳态触发器 *FF*。*FF* 的输出讯号通过一个数字"或"门(*OR*)关闭线性门。来自振荡器 *OSC* 的时钟脉冲(*E*)在定标器 *BR*(缓冲寄存器)中计数。在 Δt 之后，门控讯号(*D*)的后沿触发控制逻辑 *CL* 以启动控制程序：使存贮于缓冲寄存器 *BR* 中的计数数目，通过一个并联门系统 *PG*，转移到存贮器的地址寄存器 *AR* 中，*BR* 归零，同时在运算器 *AU* 中，对 *AR* 所指定的存贮单元中的存数完成必要的算术运算(通常为简单的加 1 运算)。关于在 *BR* 以后的数字信息处理将在第六章和第七章中详细讨论，在此我们只作一般说明。在缓冲寄存器 *BR* 归零后可以立刻打开线性门("起始"讯号)。也常采用外部讯号来

堵塞线性门(比如在记录符合谱时)。根据外部控制讯号相对于测量讯号 $V_{输入}$ 是否有延迟，可以分别选用"延迟"或"直接"输入。

定标器 BR 也可以不用作缓冲寄存器，而用作地址寄存器直接去控制存贮器。在这种情况下，并联门转移系统 PG 和地址寄存器 AR 便多余了。当然，只有在 AU 中的算术运算结束之后，控制逻辑 CL 才可以把 BR 归零，并打开线性门。显然第二种方法要慢一些。将一个幅度相当于 n 道的脉冲进行数字化和存贮，总共所需的时间 t_n 是:

$$t_n = n \cdot \frac{1}{f} + t_c, \tag{4.27}$$

式中 f 表示振荡器的频率; t_c 表示各种变换操作所需的固定时间，特别是从 BR 转至 AR、或者在 AU 中进行算术运算所需的固定时间。通常，频率 f 的值是 2～10 兆赫，而在快速分析器中可高达 100 兆赫。因此，对于第 100 道，$\Delta t = 100/f$，即为 10～50 微秒。而在快速分析器中约为 1 微秒。如果存贮器的存取时间 t_c 相对 Δt 不算太大，则缓冲寄存器可以不用，即 BR 可以直接用作地址定标器。在有很多道数($n>1000$)的设备中，或者在极快的分析器中，则使用缓冲寄存器颇为有利。

在文献[4.072～4.076]中还可以找到更多的实用变换器电路的例子。最近蔡斯等人[4.077,4.078,4.084]评述了关于多道分析包括模拟-数字变换器的全部复杂过程。

在具有极多道数($n \gtrsim 1000$)的多道分析装置中，探测器-放大器-分析器系统的稳定性成为不可回避的问题。控制回路稳定的原理已在 2.5.7 节中叙述过了。然而，根据达德利等人[4.079]的看法，当我们处理模拟-数字变换器时，对零线漂移(即参考电压 V^* 漂移)和刻度漂移(即总增益和存贮电容器放电电流 I_0 的变化)二者都必须加以考虑。因此，"零"道位($=V^*$)必须利用非常小的参考脉冲来稳定。与此同时，增益和 I_0 也必须利用相当于某一高道的大幅度参考脉冲来稳定。蔡斯等人[4.080,4.068]介绍了一些经过稳定的模拟-数字变换器。

模拟-数字变换器的分辨时间可以通过一个预接的模拟脉冲存贮器来改善。由于被分析事件的统计分布，两个相邻脉冲之间的时间间隔通常远小于

它们的平均间隔（＝脉冲计数率的倒数）。在一对脉冲之间的时间间隔小于t_n[见(4.27)式]时，只有第一个脉冲才被分析。第二个脉冲会被抑制，虽然此后分析器也许会在下一个事件出现之前等一段相当长的时间。在脉冲粒子加速器上做实验时，这种情况更加明显。图 4.43 画出了一个用模拟缓冲存贮器作去随机器的方框图。此装置由若干个脉冲展宽器组成。这些展宽器可以通过开关 S_{i1}, S_{i2},……连接到脉冲输入端，同时通过开关 S_{o1}, S_{o2},……连接到模拟-数字变换器 ADC。控制逻辑以下述方式控制这些开关：输入脉

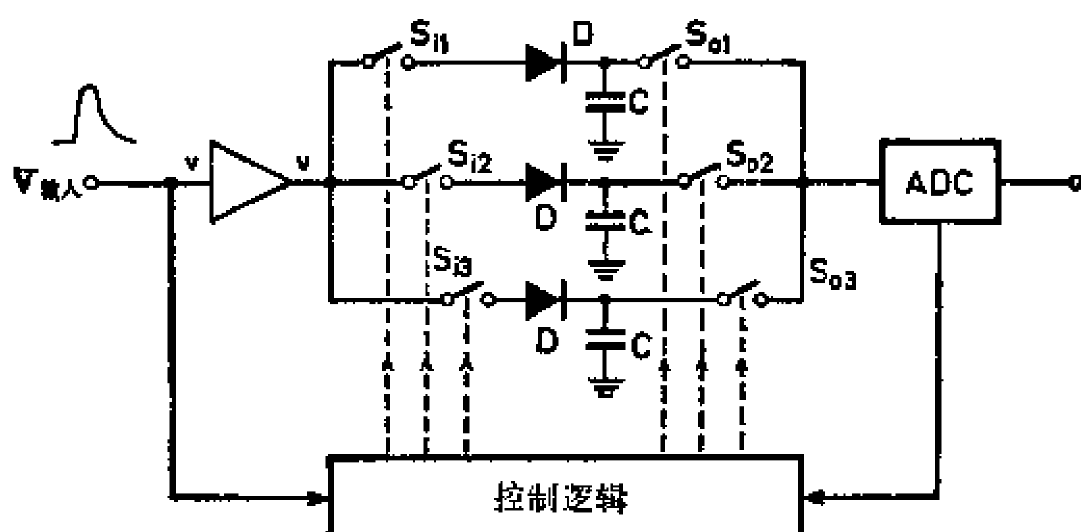


图 4.43　模拟缓冲寄存器(去随机器)的工作原理

冲对某个正好空着的存贮电容器充电(这里，仅当所有存贮位置都被占满之后，输入脉冲才开始受到抑制)。在前一个脉冲变换结束之后，ADC 立刻开始对存贮在此存贮器内的下一个脉冲进行变换(因而并不浪费时间去等候下一个事件，仅当整个存贮器都空着时 ADC 才会无事可做)。1955 年就已用真空管技术制成此电路[4.081]。模拟缓冲脉冲存贮器直到最近以前还没有晶体管化，显然这是由于晶体管的高截止电流所带来的困难造成的。阿奎-阿尔玛拉兹[4.082] 曾利用图 4.43 中所示原理描述了一个晶体管化的存贮器电路，此电路在高达 10 毫秒的存贮时间内幅度损失小于一个道宽。尽管是模拟缓冲寄存器，总能量分辨率仍可保持好于 0.1%；也有人利用阴极射线管作为模拟脉冲幅度存贮器[4.083]。如果采用延迟线之类的循环存贮器在直至约 100 微秒的时间内也同样可以存贮快速脉冲[4.084]。

可以利用试验脉冲发生器[4.007,4.063] 来检查模拟-数字变换器系统的积分非线性和微分非线性。这些试验脉冲产生器能够在某个给定脉冲幅度范围内产生幅度均匀分布的脉冲。德雷珀(Draper)等人[4.085] 详细讨论了这些电路的原理(图 4.44)。一个非常线性的锯齿电压 B 在统计分布的瞬间 A 被

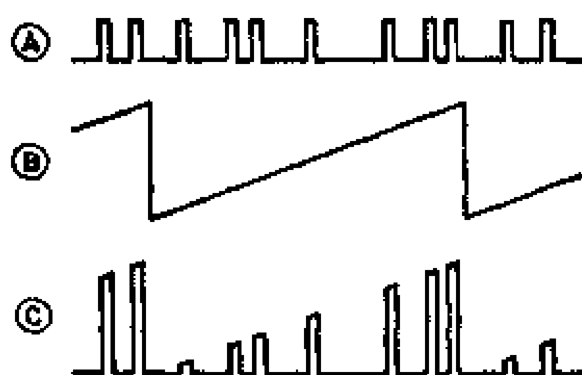


图 4.44 $A \sim C$ 用来检验模拟-数字变换器微分非线性的试验脉冲产生器的原理

取样，从而得到幅度可变的脉冲 C。每个脉冲幅度处在零和最大值之间的几率相同。若不用来自带有适当源的辅助幅度探测器的统计脉冲序列 A，也可以用来自某个振荡器的周期脉冲序列。但是，在后一情况下，锯齿波和取样脉冲不可同步。用 G 作为 ADC 的输入脉冲时，微分非线性很容易估算出来。由于脉冲幅度是均匀分布的，故一个理想的多道分析器，每道存贮的脉冲数应当相等（统计起伏除外）。因此各道存数的相对偏差就直接表示出了微分非线性。

文献[4.142～4.145]曾讨论了 ADC 线性测量技术及有关设备（例如数字控制的精密参考脉冲装置）。

4.2.2. 其他变换器系统

在威尔金逊型变换器中，变换一个相应于某个高道的大幅度脉冲是很费时间的。若利用数字电压表中的电压平衡原理，就可改善这种情况。图 4.45 画出了一个幅度平衡变换器（亦称逐次二进制近似型变换器）的方框图。其工作原理如下：输入脉冲在脉冲展宽器 PS 中被展宽后，与比较器中的参考电压 $V_{参考}$ 进行比较。比较器的数字输出讯号（例如对于 $V_{输入}>V_{参考}$ 时为“0”，对于 $V_{输入}<V_{参考}$ 时为“1”）通过一个适当的逻辑 CL，控制由五个触发器组成的系统（$FF1 \sim FF5$）。参考电压由触发器的状态确定：二极管电流门把二进制分级电流接入到运算放大器 $-A$ 中，形成一个数字-模拟变换器。如果所有的触发器 FF 都置位于“0”（即 $FF1$ 至 $FF5$ 的输出端皆为正电压），则流经 R, $2R$, $4R$ 等的电流流入触

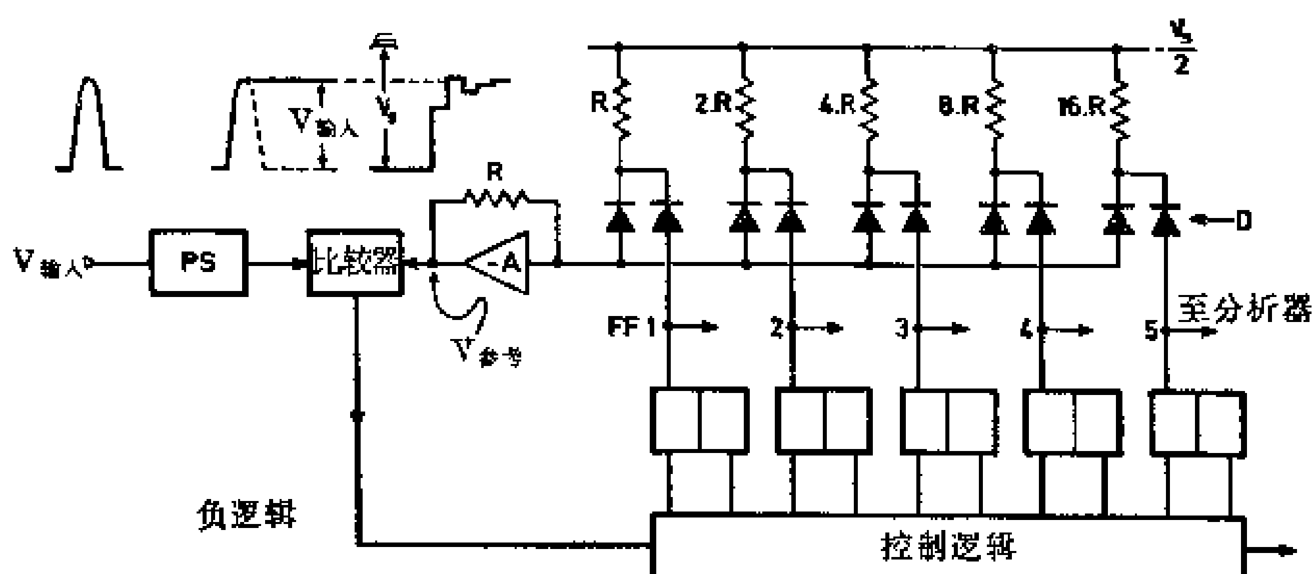


图 4.45 逐次二进制近似型变换器(幅度平衡变换器)

发器电路，并且 $V_{参考}=0$。如果有一个或几个触发器置位到“1”(负电压)，则相应门的右边二极管截止，而电流流到运算放大器的输入端。由于各电阻按二进制分级，故参考电压$V_{参考}$(正比于总电流)在 $0\sim V_s$ 的间隔中可等于 $V_s/32$ 的任何倍数。

$V_{输入}$变换成数码是通过 $FF1, FF2, \cdots\cdots$到 $FF5$ 的逐次置位以及(如果需要的话)逐次复位完成的。根据这种程序，$V_{输入}$ 首先与 $\frac{1}{2}V_s$ 进行比较；其次与$\frac{1}{4}V_s\left(如果第一步中 V_{输入}<\frac{1}{2}V_s\right)$或者与$\frac{3}{4}V_s\left(如果第一步中 V_{输入}>\frac{1}{2}V_s\right)$进行比较；再其次与$\frac{1}{8}V_s\left(如果在第二步中 V_{输入}<\frac{1}{4}V_s\right)$或者与$\frac{3}{8}V_s\left(如果在第二步中 V_{输入}>\frac{1}{4}V_s\right)$或者与$\frac{5}{8}V_s\left(如果在第二步中 V_{输入}<\frac{3}{4}V_s\right)$进行比较；依次类推。控制逻辑 CL 控制判定树，以逐步减少 $V_{输入}-V_{参考}$ 的差值。在比较结束时，$|V_{输入}-V_{参考}|<V_s/32$。$V_{参考}$ 的相应值可以从 FF 输出端以二进制代码形式读出。

对于具有 n 道的变换，需要比较 $\log_2 n$ 次。虽然为完成每次比较需要一段确定的时间，但相对于威尔金逊型变换器来说，整个变换过程所需时间减少了，这在道数很高($n>1000$)时是有重要意

义的。

幅度平衡变换技术的缺点是微分线性难以满足要求。模拟-数字变换器中小电阻(R, $2R$)的误差对道宽影响的程度要大得多。例如，若R偏离其标称值仅-0.1%，而所有其他电阻$2R$, $4R$, $8R$和$16R$绝对精确，则除第16道之外，所有的道宽都与标称宽度一致，仅第16道加宽$+1.6\%$。道宽误差与道数成正比，因此，甚至对于只具有256道(=8次比较)的幅度平衡变换器，要使其微分线性好于1%，实际上是不可能的。

为了改进线性，人们已采取了多种措施。弗朗兹等人[4.086]综合采用了附加阶梯技术(考看4.1.3节及文献[4.023~4.025])与二进制幅度平衡技术。参考电压$V_{参考}$只用于确定道位，而道宽由一个与$V_{参考}$实际值无关的辅助脉冲的幅度给定(图4.46)。首先借助于与图4.45类似的电路将小于$V_{输入}$的二进制编码参考电压估算出来，对于这个值，$V_{输入}-V_{参考}$的差值应为最小。然后将幅度为δV的辅助脉冲加到$V_{参考}$上。通过一个符合级，可以判定$V_{参考}+\delta V>V_{输入}>V_{参考}$是否成立。根据此原理做成的一个256道的模拟-数字变换器，其积分和微分线性为1%，同时死时间t_D与幅度无关(=10微秒)。舒斯特(Schuster)等人[4.146,4.147]探讨了改进逐次近似型ADC微分线性的一些其他方法。

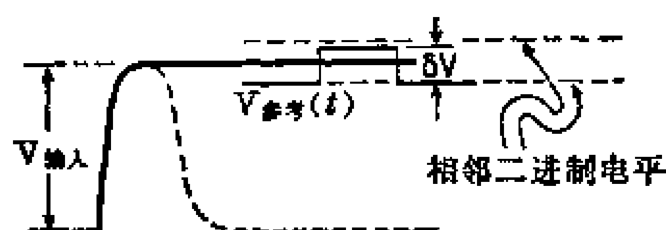
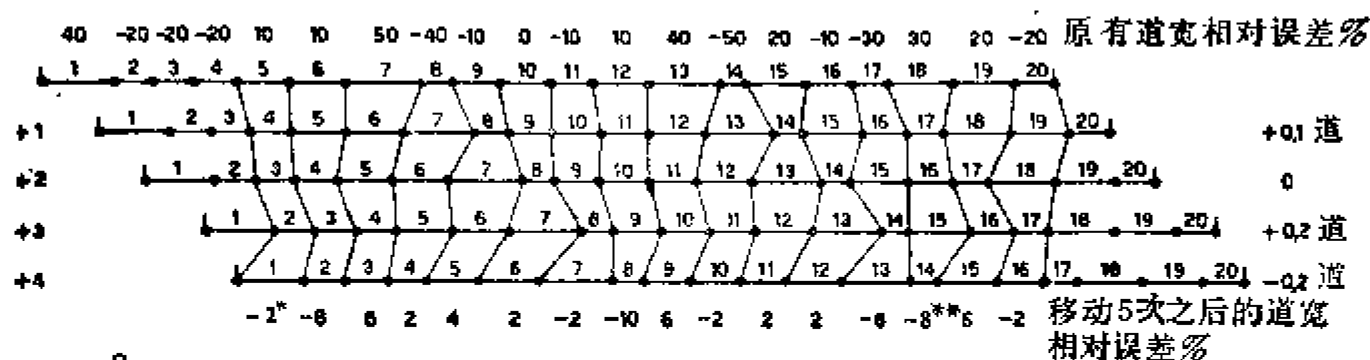


图 4.46　用附加阶梯技术稳定幅度平衡型变换器的道宽

帕特沃德汉[4.087]还提出了一种只用两个十进计数级的十进制编码幅度平衡法。在每个十进计数级中使用了九个相等的电阻，当需要的时候可并联接入所需数目(0~9)的电阻。因此，只在十位数(电阻R)和个位数(电阻$10R$)之间过渡时，才有较高的不连续性。因为电阻的最大比值是10，电阻不准确性对道宽误差的影响仅扩大10倍左右，故使用公差为0.1%的电阻能得到1%的

微分线性。

科廷尼等人[4.088,4.089,4.148]还提出了一种很有趣的平滑道宽的方法。此方法不只是对幅度平衡 *ADC* 有用，所以我们来详细地讨论它(图 4.47)。这种方法和使用一个总长度已经精确确定、但刻度不准确的尺子测量一个棒的长度所采用的方法类似。尽管尺子的刻度不准确，但如果对此棒从零、第一、第二等刻度标记开始逐次进行测量，并且取各次测量的算术平均值，则棒的长度可以精确地量出来(即所谓滑动标尺原理)。在图 4.47*a* 中，电压间隔被分成 20 道，离开其标称值的相对偏差高达 ±50%。在每次测量中测量范围的原点向右移动约一个道宽，以致(比如说)第 5 道便相继变成 4、3、2、1 道等等。在图的右边指出了标尺移动距离与一个道宽的标称值的偏差。从图 4.47 很容易看出道宽的起伏减少了。将



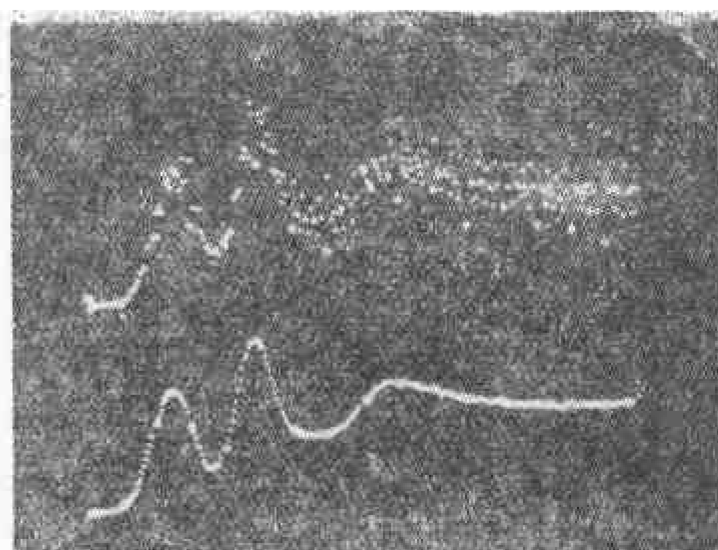


图 4.47 *a*～*b* 用滑动标尺原理使道宽平滑[4.089]

下图中上面曲线为未经道宽平滑的谱，下面曲线为经平滑改进后的谱

---

* 原文为 −4。

** 原文为 −6。——译者注

一个 64 道移位电压产生器加到图 4.45 所示的 256 道变换器中，就可以用电子学线路来实现这种滑动标尺测量。移位电压模拟地加到 $V_{参考}$ 上，然后把由 $V_{参考}$ 编码得到的地址，对此实际移位电压值进行数字修正。在每输入一个脉冲后，64 道产生器移动一个位置，在 64 个脉冲之后它还原到初始状态。图 4.47b 中清楚地表明了道宽的平滑对脉冲幅度谱形状的影响。鲁宾逊[4.149] 利用这种滑动标尺技术制成了一台 4096 道(12 位二进制数字)幅度平衡型 ADC，其死时间≤25 微秒。

不少人曾经探讨过各种其它的编码技术，请看综合性评论文章[4.090]。麦克马洪 (MacMahon)[4.091] 用如下方法修改了图 4.39 的二极管泵变换器：用两个二极管泵电路抽去存贮电容器 C_1 上的电荷，具有 $C_3=10C$ 的粗泵电路以较大幅度减少电荷，而具有 $C_2=C$ 的细泵电路则以粗泵的十分之一幅度减少电荷，一旦 C_1 上的电压降到 10 道以下时，甄别器便把粗泵电荷转移到细泵上。因此电路的时间分辨率得到改善。然而，由于需要大量的模拟开关，故所得的死时间仍然大大超过近代快速威尔金逊型变换器的死时间。科罗姆博(Colombo)等人[4.150] 提出了一种新的 ADC 电路。在此电路中，通过一个积分器可求得讯号脉冲面积。此面积相当于同总电荷相应的基本电荷数，而此数即是讯号脉冲幅度的数字等效值。皮泽(Pizer)[4.092] 采用了触发一个受二极管线性阻尼的哈特利(Hartley)振荡器的方法。振荡的起始幅度以及振荡的总数(幅度随时间线性地减小)与输入脉冲的积分幅度成正比。振荡器的频率约为 10 兆赫。此变换器特别适用于快速光电倍增管的脉冲。由于此电路有足够的灵敏度，故可直接耦合到光电倍增管的阳极上，因而可节省一个放大器。艾伯里杰-夸兰塔等人[4.093, 4.151]使输入脉冲沿一环形延迟线存储器循环，用一个处于该回路中的偏置二极管使其幅度线性衰减；每循环一周，脉冲幅度减小一个固定的数量(等于道宽)。因此使脉冲幅度减小到零所需的循环次数即正比于输入脉冲幅度，然后再将此数目在数字定标器中进行计数。

4.3. 脉冲形状甄别器

如果探测器的讯号不仅与粒子的能量损失 ΔE 有关，而且与

粒子径迹的电离密度有关时，则脉冲形状将包含某种与释放粒子的类别有关的信息。正如2.5.2节已指出过的，配有有机闪烁体或无机闪烁体的闪烁计数器非常适用于粒子鉴别。欧文[4.094]评述了用闪烁计数器鉴别粒子的物理原理。许多半导体探测器[4.096~4.097,4.103]和正比计数器[4.098,4.099]也可产生形状与粒子类别有关的输出脉冲。

特殊制备的闪烁计数器，如"夹层闪烁体"(闪烁体制成夹心饼干状)可以用来进行粒子鉴别[4.100~4.102]，两层具有不同荧光衰落时间的闪烁体被贴合在一起，于是重粒子被前面的慢闪烁体吸收，从而产生慢脉冲。而电子主要激发慢闪烁体后面的快闪烁体，故产生快脉冲。可以利用闪烁计数器讯号和噪声脉冲之间的形状差别来减小噪声。在2.5.4节中我们已经介绍了脉冲形状甄别技术的特殊用途。

一般说来，脉冲形状甄别在于区别两类或两类以上具有不同特征时间[例如图4.48中的$I_1(t)$及$I_2(t)$]的讯号。这种区别必须与各个脉冲的实际积分电压幅度无关。布鲁克斯(Brooks)[4.104]提出了一个很简单的解决办法，即通过两个具有不同时间常数的积分器对探测器的电流进行积分，同时再用一个模拟电路构成积分讯号之差。在用闪烁计数器时，实现此原理更为简单，因为此时可把光电倍增管的阳极和最后一个联极作为两个独立的电流源(图4.49)。正的联极电流脉冲以大的时间常数通过C_1积分，而负的阳极电流脉冲则以小的时间常数在C_2上积分。二极管D_1和D_2仅作脉冲展宽之用。在快脉冲情况下，借助于各个可调电阻调节电路，可以产生更高的负阳极讯号。因此，对于快脉冲(例如在某个有机闪烁体中的γ射线)不出现上冲。相反，中子脉冲含有一个慢成分，因而它对C_1充电，而不对C_2充电。于是对于慢脉冲，正的联极讯号是主要的，从而产

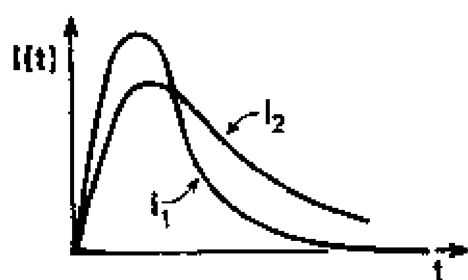


图4.48 适合于脉冲形状甄别的两个不同的电流脉冲

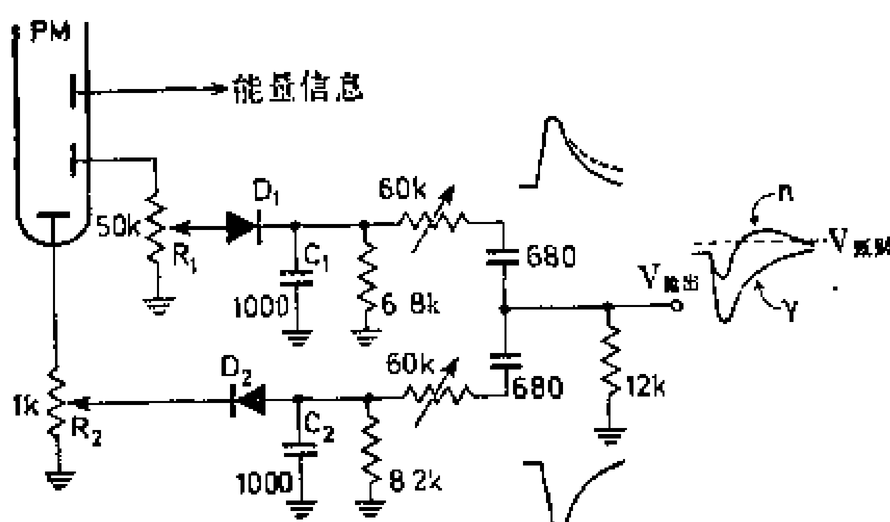


图 4.49　布鲁克斯脉冲形状甄别器[1.104]

生一个正上冲。所以在电路输出端 $V_{输出}$ 接一个简单的电压甄别器即可甄别 γ 脉冲和中子脉冲。对第$(n-1)$个联极上的电流进行积分，就得到能量信息。

这一技术已被广泛采用[4.094]。苏海米(Suhami)等人[4.105]描述了一种极简单的方法，他们利用阿贝尔电流型组件制成了这种甄别器电路。

与图 4.48 的 $I_1(t)$和 $I_2(t)$ 相应的积分电压脉冲具有不同的上升时间，从这点出发还发展了另一种甄别技术。因为经二次微分的脉冲的过零点依赖于初始讯号的上升时间，故在二次微分以后，脉冲的过零时刻就包含了进行粒子鉴别所需要的信息。而且过零点的漂移并不依赖于实际脉冲幅度。因此对于用作脉冲形状甄别而言，只需估计过零点相对于脉冲起始点的延迟。图 4.50 表示出了相应电路可能有的两种形式。在前沿甄别器 *LED* 中，脉冲起始瞬刻可以估计出来，而过零点可由过零甄别器 *ZCD* 估计出来。在电路 *a* 中用时间-幅度变换器 *TAC* 将两个脉冲之间的时间延迟变换成与其成比例的电压脉冲，于是所得脉冲幅度即为初始讯号上升时间 t_r 的函数 $f(t_r)$。然后可以用一个简单的单道甄别器选择具有某个给定 t_r 的事件（相当于选择某个给定类型的粒子）。在电路 *b* 中，前沿脉冲经 t_D 延迟之后，送入符合级 *C* 中检验，以确定其是否与过零脉冲符合。不同事件的选择可以通过改

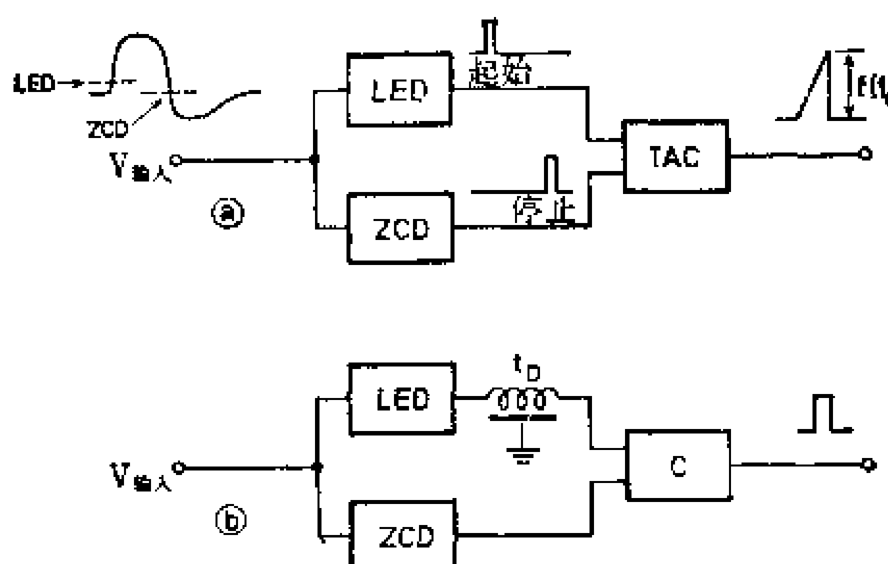


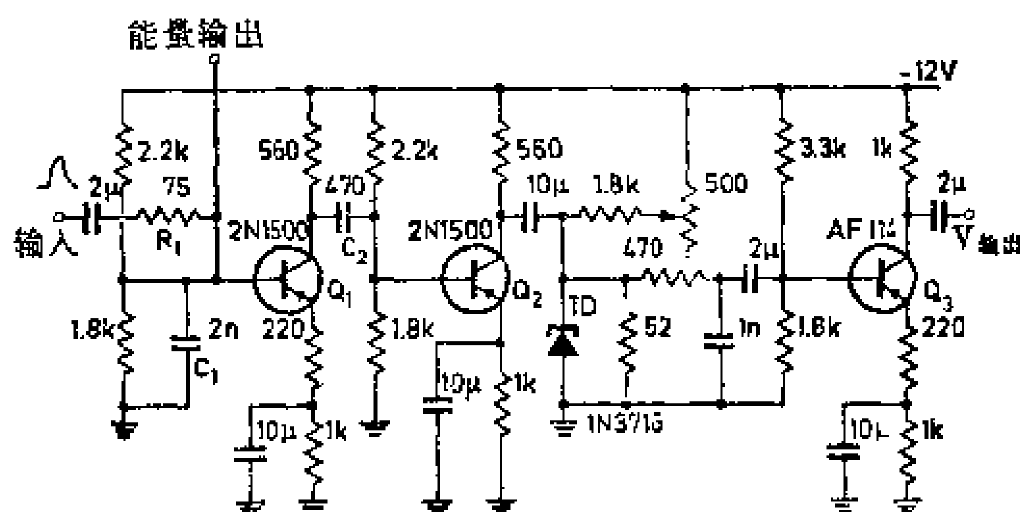
图 4.50*a* 和 *b*　将前沿(*LED*)定时和过零(*ZCD*)定时进行比较，以实现脉冲形状甄别

变 t_D 来实现。

过零技术为我们提供了有利的条件，使我们可以利用已应其他要求(即脉冲幅度分析)而成形的脉冲来进行脉冲形状甄别。因此脉冲形状甄别器可以附加到现存的装置上，而不需对该装置作大的修改。关于这种技术可参考最近的一些文章[4.036,4.106~4.112,4.152]。由于前沿甄别器 *LED* 的非零阈，其输出讯号稍微依赖于脉冲幅度。巴斯(Bass)等人[4.113,4.114]用分别测量脉冲正前沿和负前沿之间的相距时间的办法来代替测量脉冲正前沿和过零点之间的时间延迟，从而解决了这个困难。若正阈和负阈调节得适当，此时间差几乎与幅度无关。

可以用简单的施密特触发电路来制成 *LED* 甄别器和 *ZCD* 甄别器。它们的滞后应作得与阈值相等(参考 4.1.5 节中的图 4.27)。这种甄别器输出脉冲的宽度是上升时间 t_r 的函数。纳戴夫(Nadav)等人[4.115]利用了一个奥曼型隧道二极管触发器(图 4.36)进行脉冲形状甄别。施โ默(Schweimer)[4.116]只用三个晶体管和一个隧道二极管就简单地制成了类似的电路(见图 4.51)。此甄别器被连接到由液态闪烁体 NE213 和光电倍增管 XP1040 组成的闪烁探测器上。来自第 11 个联极的电流脉冲由 R_1 和 C_1 积分，并且由 Q_1 放大。晶体管 Q_2 用作倒相器和电流放大器，而 C_2

和放大级的输入阻抗共同组成必需的第二个微分器。隧道二极管 *TD* 按图 4.36 所示方法偏置。因此输出脉冲的宽度即与 Q_2 集电极双极脉冲的正向部分的宽度相对应。在隧道二极管输出脉冲持续期间，有一恒定电流通过 $R(=470$ 欧)流入 $C(=1$ 微微法)中被积分。此积分脉冲通过 Q_3 进一步被放大。Q_3 输出脉冲幅度依赖于 t_r，从而依赖于粒子的类型，而与粒子的能量无关。



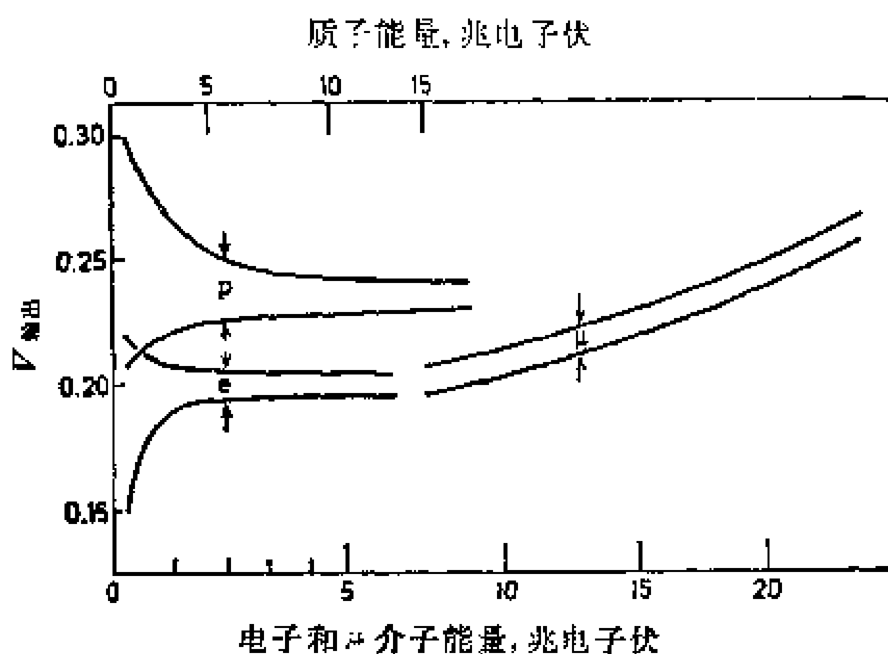


图 4.51　施韦默的简单脉冲形状甄别器[4.116]

从图 4.51 的 $V_{输出}/E$ 图中看出，在粒子能量低到约 500 千电子伏时，我们尚能清楚地区别出质子和电子。但在低于 500 千电子伏时，脉冲幅度的起伏即达到使质子区和电子区发生叠加的程度。这种区分的下限取决于脉冲形状的统计起伏；对于只由几个

光阴极电子组成的最小脉冲，此起伏达到最大[4.117~4.119]。

在上述甄别方法中，仅用了可用信息中脉冲形状差这一部分。加蒂等人[4.118]报道了一种获得最佳信息的技术。我们将利用一个具体例子对此技术进行介绍。

图 4.52 画出了用实验方法估算出来的 α 粒子和 γ 射线在蒽

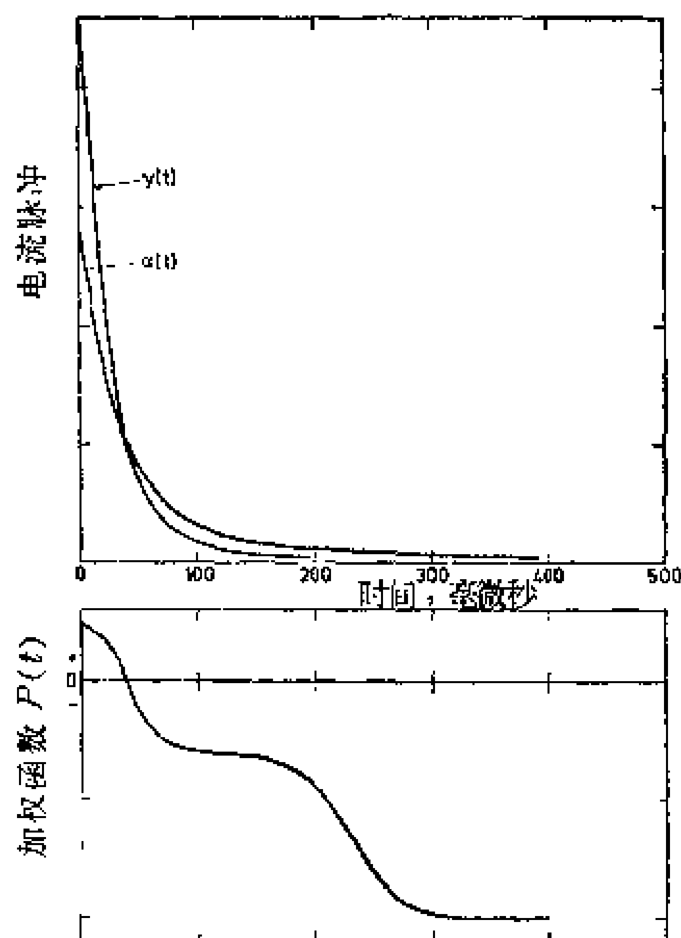


图 4.52 α 粒子和 γ 射线在蒽晶体闪烁计数器中产生的电流脉冲形状和加蒂等人[4.118]算得的加权函数 $P(t)$

晶体闪烁计数器中产生的电流脉冲形状。这些曲线将简单地表示为 $\alpha(t)$ 和 $\gamma(t)$，两个脉冲幅度是相等的，即

$$\int_0^T \alpha(t)dt=\int_0^T \gamma(t)dt=N, \tag{4.28}$$

式中 N 表示释放出的光阴极电子数目，T 是任意的时间间隔，在此间隔内 $\alpha(t)$ 和 $\gamma(t)$ 实际上都变为零。用一随时间改变的线性滤波器，使脉冲的不同部分得到不同程度的衰减。因此得到两个讯

号 s_a 和 s_γ 为:

$$s_a=\int_0^T \alpha(t)P(t)dt$$

和
$$s_\gamma=\int_0^T \gamma(t)P(t)dt, \tag{4.29}$$

式中加权函数 $P(t)$ 代表此线性滤波器的时变衰减系数。最佳函数 $P(t)$ 可用某个条件(比如能给出 $s_a—s_\gamma$ 差值的最小相对均方偏差)推导出来,此条件给出:

$$P(t)=\frac{\alpha(t)-\gamma(t)}{\alpha(t)+\gamma(t)}. \tag{4.30}$$

关系式(4.30)很容易解释,即相对差别最大的那部分脉冲具有最大的加权函数 $P(t)$。在图 4.52 中也绘出了上述例子的函数 $P(t)$。

根据拉普拉斯变换法则(附录 8.1),一个具有响应函数 $\hat{Q}(p)$ 的网络能产生一个输出讯号 $V_{输出}(t)$

$$V_{输出}(t)=\int_0^t I_{输入}(t')Q(t-t')dt', \tag{4.31}$$

式中 $I_{输入}(t)$ 表示输入讯号, $Q(t)$ 是网络对在输入端处的 $\delta(t)$ 的响应,即 $Q(t)=\mathcal{L}^{-1}\{\hat{Q}(p)\}$。显然,如果选取 $Q(t)=P(T-t)$,并且如果输出讯号是在 $t=T$ 时被取样,则(4.31)式中的积分可变成(4.29)式用 $\alpha(t)$ 或 $\gamma(t)$ 作输入电流的那种形式。图 4.53 画出了一个网络,此网络通过两条长度分别为 $T_1/2$ 和 $T_2/2$ 并端接两个小电阻 $R_1<Z_0$ 和 $R_2<Z_0$(Z_0 表示延迟线的特性阻抗)的延迟线,近似地实现 $Q(t)=P(T-t)$ 的响应函数。此电路毋须再加说明。输出讯号通过一个线性门在时间 $t=T$ 时被取样。为简单起见,在图中将 $Q(t)$ 的极性颠倒画出。

假定采用未受扰动的泊松统计分布,由加蒂等人计算出的理论分辨极限为 13 千电子伏,在实验中达到的极限为 39 千电子伏。

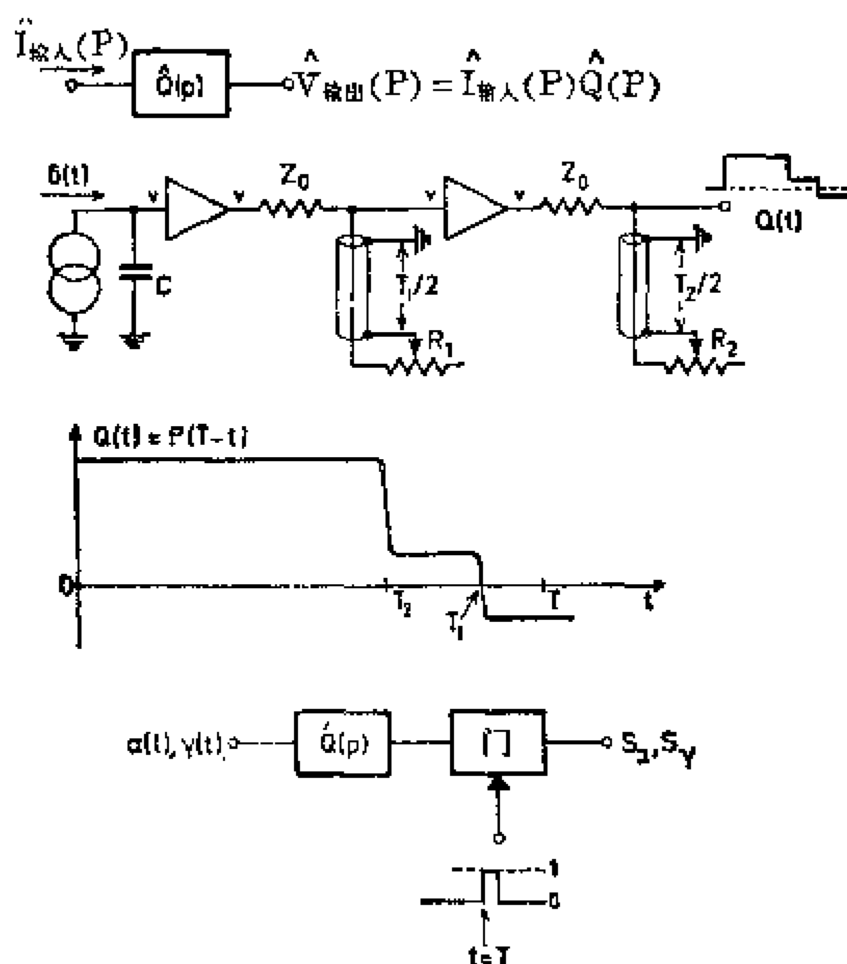


图 4.53　与图 4.52 加权函数 $P(t)$ 相关的滤波器电路

这一差别主要是由于闪烁计数器脉冲幅度的起伏并不遵从未受扰动的泊松分布所造成。

最近有大量的刊物讨论了有关脉冲形状甄别的问题[4.153~4.158]。

5. 时间信息的估算

模拟信息不仅可由脉冲的幅度或形状来提供，而且也可由脉冲出现的时刻来提供。

这个信息既可与具有时间量纲的某些物理量直接有关（例如核激发态的衰变时间），也可通过某些中间过程而与其他一些物理量有关（诸如粒子的能量、速度等）。用测量粒子通过一个固定距离的飞行时间来确定粒子速度的方法（“飞行时间法”）即是一个例证。时间信息和脉冲幅度一样，在进一步处理前也必须数字化。本章专门讨论与此有关的一些电路。

关于核计量学中时间分析的物理原理，在许多教科书和专著[illegible]有评述。我们只介绍贝尔(Bell) 等人的文章[5.001,5.002,5.021] 供大家参考。

5.1. 一般考虑，分辨率

在处理时间信息时，必须区别两类不同的问题：

1. 测量两个确定的事件之间的时间间隔的分布；
2. 选出某些在时间上相关的特定事件对或事件群。

通常，解决第一个问题的办法是用适当的变换器把时间间隔数字化，然后再把这个数字化的信息存贮在某个存贮器中。而第二个问题则可用各种符合电路来解决。

关于由 β 衰变得到的核激发态的平均衰变时间的测定问题，可以作为第一类问题的典型例子（图 5.01）。β 粒子和 γ 量子可分别用两个探测器来探测。探测到的 β 脉冲讯号表示激发态的产生（“起始”），而探测到的 γ 脉冲讯号则表示激发态的消失（“停止”）。测定停止讯号相对于与其相关联的起始讯号间的延迟时间

分布，则可估算出核激发态的平均衰变时间 τ_γ。

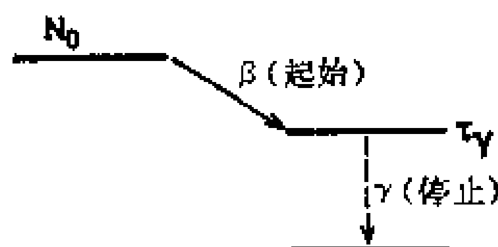


图 5.01　时间分析的一个典型例子

图 5.01 还能用来说明在时间上相关联的事件（即符合）的选择问题。例如，这种选择操作可用来确定放射源的强度。N_0 表示 β 能级的衰变率，即对应的 β 放射性同位素样品的源强。β 和 γ 脉冲的计数率 N_β 和 N_γ 分别由探测器的计数效率 ε_β 和 ε_γ 得出：

$$N_\beta = N_0 \cdot \varepsilon_\beta,\quad N_\gamma = N_0 \cdot \varepsilon_\gamma. \tag{5.01}$$

而 β-γ 脉冲符合计数率 N_c 由下式得出：

$$N_c = N_0 \cdot \varepsilon_\beta \cdot \varepsilon_\gamma. \tag{5.02}$$

因为，不论是 ε_β 还是 ε_γ 都无法确切知道，也就不能根据(5.01)式用测量 N_β 或 N_γ 的方法来确定 N_0。然而可以同时测出 N_β，N_γ 和 N_c，而由

$$N_0 = \frac{N_\beta \cdot N_\gamma}{N_c} \tag{5.03}$$

得到放射源的强度。

如果输入到符合电路的两个脉冲之间的时间间隔小于某给定值 τ_c，则符合电路把这两个脉冲认作为"符合"。此时间间隔 τ_c——或者说 $2 \cdot \tau_c$（因为一个脉冲相对另一个脉冲可以超前或落后）——称作电路的分辨时间。因为分辨时间 $2\tau_c$ 不是无限小，所以不仅真实符合 N_c 被记录，而且偶然符合 $N_{偶然}$（它是在 $2\tau_c$ 时间内，由两个不同衰变事件产生的脉冲引起的）也被记录。对于弱关联计数率 N_β 和 N_γ（即对 $\varepsilon_\beta \ll 1$ 和 $\varepsilon_\gamma \ll 1$）我们得到：

$$N_{偶然} = 2 \cdot N_\beta \cdot N_\gamma \cdot \tau_c. \tag{5.04}$$

当然，偶然符合 $N_{偶然}$ 应当小于真实符合 N_c，其比值

$$\frac{N_{偶然}}{N_c}=2\cdot N_0\cdot\tau_c \qquad (5.05)$$

与 τ_c 成正比。为了能在高衰变率 N_0 情况下工作——这对于获得高的统计精确度是必需的——我们希望分辨时间 τ_c 很小。

另一方面，如果要把所有时间上相关联的事件全记录下来，则分辨时间 τ_c 就不能小于某下限。因此，仅当 $\tau_c \gg \tau_\gamma$ 时，即仅当 β 粒子和 γ 量子的发射与 τ_c 相比可看作"同时"发生时，(5.02)式才能成立。除了这个基本的物理条件限制外，还必须考虑到探测器系统的缺陷：探测器讯号相对于释放事件要延迟一段具有统计起伏性的时间间隔；诸如电子、离子或空穴的收集时间；闪烁体的荧光衰落时间；光电倍增管电子的传播时间等等。这些统计起伏对定时精确度影响的程度依赖于探测器讯号成形所使用的技术。影响定时精确度的另一原因是讯号的延迟与其幅度有关("游动")，这个问题已在 4.1.5 节中谈到过。

"分辨率"这个词常被用来表示两个根本不同的量。除上面所引入的电子学分辨时间 $2\tau_c$ 外，分辨率还常常用来表示与两个绝对符合的初始事件相应的两个脉冲之间的时间间隔分布的宽度 $2\tau_u$，此宽度 $2\tau_u$ 是由于电子仪器的缺陷造成的。作为对上述问题的说明，图 5.02 画出了一个极快符合系统的时间间隔谱 dN_c/dt，此系统使用两块塑料闪烁体配上两支 RCAC70045 光电倍增管，探测 Co^{60} 的 γ-γ 级联辐射和 Na^{22} 的湮没辐射。

图 5.02 所示的曲线可作如下解释：在全部真实符合都应被记录的符合测量中，必须选择 $2\tau_c \gg 2\tau_u$。在没有系统延迟的情况下，将 dN_c/dt 在 $-\tau \sim +\tau$ 范围内积分，就可得到被记录的符合事件的百分数。另一方面，如果要利用简单符合电路和可变长度延迟线来逐点测量 dN_c/dt 谱，则必须选择 $2\tau_c \ll 2\tau_u$。用一符合装置测量原始事件的时间间隔分布，所能达到的精确度最后取决于 τ_c 和 τ_u 两个值中较大的一个。就测量核激发态的平均衰变时间 τ_γ 而言，即使条件 $\tau_c \approx 0$ 能够实现，要得到良好的测量精确度，也必须选择 $\tau_\gamma \gtrsim \tau_u$。因此，在时间测量实验中，符合装置的最终分辨时

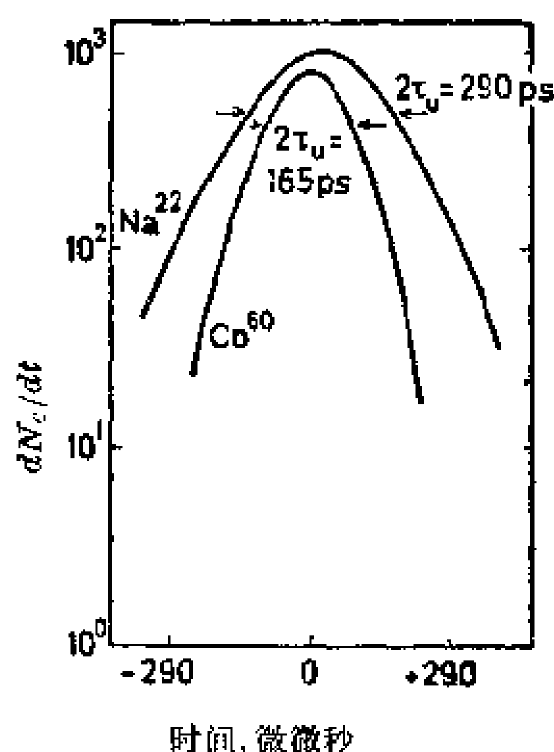


图 5.02 快符合系统的时间间隔谱(分辨曲线)[5.003]

间由 τ_u 值决定。

脉冲幅度测量和定时之间是相互关联的。主要的问题是要估算给定幅度的脉冲之间的时间关联性，所以脉冲幅度的测量应先于时间间隔的测量。借助于过零技术(4.1.5 节)，可以在保持时间信息准确到几毫微秒的条件下，形成幅度-数字脉冲*。过零甄别器的输出脉冲可在分辨时间为 $2\tau_o \geqslant 10$ 毫微秒的符合电路中处理。如果希望有更短的分辨时间，最好采用贝尔等人[5.004]提出的"快-慢"符合技术，把时间和幅度信息分别进行处理(图 5.03)。探测器讯号通过两个快速脉冲成形级 PS，加到分辨时间为 τ_{cf} 的快符合电路中。同时，"慢"的积分讯号(通常从探测器的另一输出端取出)通过线性放大器加到幅度甄别器 1 和 2 上。仅当时间和幅度标准同时被满足时，分辨时间为 τ_{cs} 的三重慢符合级才产生一个输出脉冲。为补偿甄别器脉冲的任何随幅度变化的延迟，分辨时间 τ_{cs} 必须足够长。在两个慢道中的系统延迟必须通过在快符合道中用相应的固定延迟来补偿。当然在测量探测器讯号的时间

* 此处系指经幅度甄别以后输出的脉冲。——译者注

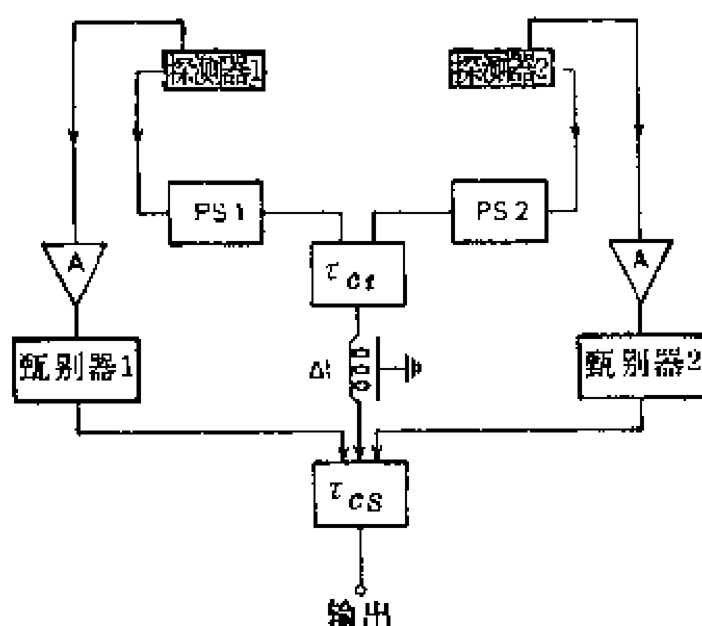


图 5.03 快-慢符合系统原理

$\tau_{cs} \gg \tau_{cf}$

间隔分布时，也可按照快-慢符合技术把时间信息和脉冲幅度信息分别进行处理(见 5.4.1 节)。

艾西(Iaci)[5.107] 提出了一个最新的快-慢符合系统。

因为在快符合道中，无须小心地保持脉冲幅度不变，所以它可按照保留最佳时间信息的原则来设计。分辨时间 τ_{cf} 仅仅受探测器性能及快脉冲成形系统性能(τ_u)的限制。如果脉冲成形电路讯号的延迟依赖于讯号幅度，则快-慢符合系统中的实际分辨时间还依赖于在慢道中甄别器电平的调节。当使用窄窗单道甄别器时，由于所选脉冲的幅度几乎都一样，可以消除脉冲“游动”效应，这样 τ_u 就可达到完全由探测器性能所给出的下限。反之，如果使用积分甄别器工作的话，则被处理的脉冲的幅度范围很宽，这时分辨时间 τ_u 的大小主要决定于随幅度变化的延迟的起伏。

5.2. 用于符合电路和时间-数字变换器的脉冲成形器

大多数符合电路和时间变换器工作在具有标准形状和标准幅度的输入脉冲条件下，而这些脉冲一定是把探测器讯号通过某些尽可能多地保留时间信息的非线性装置处理后得到的。对于慢的

快符合或中-快符合电路，可用带有或不带有过零定时的幅度甄别器的数字输出脉冲，如有必要，后面还可加一个由单稳多谐振荡器组成的成形级，使脉冲宽度标准化。对分辨时间很短的快符合电路而言，必须有特殊的脉冲成形级，它们直接或经过一个特殊的极快速放大器连接到探测器输出端。虽然，探测器脉冲上的任何一点原则上都可用来定时，不过成形电路还是可以分成两类。第一类电路响应于脉冲的前沿，第二类电路响应于经过适当成形了的探测器脉冲的过零点。

贝尔等人[5.005]提出的真空管限幅器是前沿定时电路的经典例子。这个电路虽然问世已 15 年之久，但是它依然能在某些现代的快-慢符合电路中找到。由图 5.04 很容易理解它的工作原理。在静态时，五极管被偏置到导电，流过阴极的电流为 I_K。真

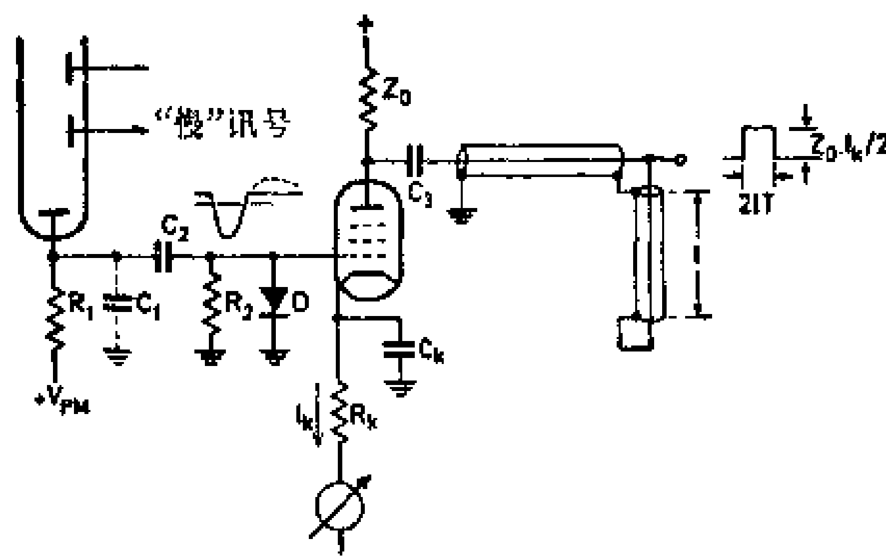


图 5.04 贝尔等人设计的五极管限幅器[5.005]

空管的负载是同轴电缆的特性阻抗 Z_0(≈100 欧)。当输入光电倍增管阳极脉冲时此五极管被截止，于是在其阳极电路中产生一个幅度为 $I_K \cdot Z_0/2$ 的阶跃电压。此阶跃电压借助于长度为 l 的短路延迟线被微分成宽度为 $2lT$ 的脉冲。只要精心安排电路板，并采用快速管(如 E810F)，此电路能得到小于 1 毫微秒的上升时间。光电倍增管阳极电流脉冲积分的快慢程度取决于时间常数 R_1C_1 (C_1 是阳极寄生电容，约 20 微微法)和 R_2C_2(C_2 是高压耦合电容)的大小。如不能选择 $R_2C_2 \gg R_1C_1$，则必须用箝位二极管 D 来抑制所造

成的下冲。当然，必须选择 R_1C_1 大于所用的闪烁体的荧光衰落时间 $\tau_{荧光}$，否则各个单个电子所形成的脉冲就变得可以分开，从而在限幅器的阳极电路中产生多重脉冲。光电倍增管的增益通常被调节到单个电子脉冲能截止电子管的程度，这样用第一个电子的脉冲去触发限幅器，因而系统的分辨时间 τ_u 可得到相应的改善。

这种单个电子灵敏限幅器当然也会对光电倍增管噪声脉冲产生响应，这有时会造成某些困难。如果只需处理大讯号脉冲，只要在五极管控制栅前引入一个快速偏置的二极管，就能把低噪声脉冲简单地甄别掉[5.006]。

光电倍增管阳极上的负脉冲能高达数十伏，因此，为防止超过晶体管限幅器的额定最大值，必须采取某些专门的预防措施。图 5.05 画出了一个休格曼(Sugarman)等人[5.007]提出的配合光电倍

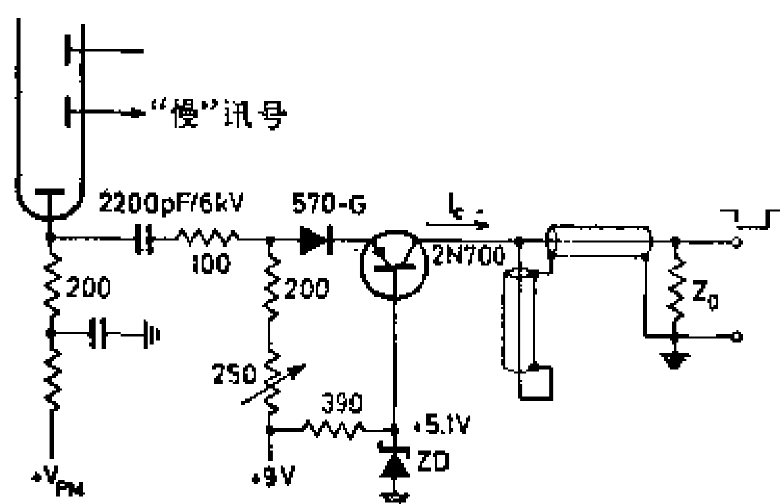


图 5.05 具有二极管保护电路的晶体管限幅器[5.007]

增管电流讯号工作的快速限幅器。晶体管 2N700 采用共基极接法，因此有很高的截止频率 f_α。工作电流 I_e 可用一个 250 欧的可变电阻器调节。负脉冲使晶体管截止，从而在端接电阻 Z_0 上产生一个幅度为 $I_eZ_0/2$ 的电压脉冲。脉冲的宽度由削波电缆的长度确定。二极管 570-G 用来保护晶体管，防止因过高的光电倍增管(PM)讯号过载而烧毁。这种晶体管限幅器能获得稍快于真空管限幅器的上升时间($\lesssim 1$ 毫微秒)。图 5.05 表示现在常用的晶体管限幅器[5.008]。一种改进电路是在限幅器晶体管集电极和削波

电缆之间引入一个附加的共基极放大级，使符合电路与光电倍增管之间得到较好的隔离[5.008]。

休格曼限幅器并不能抑制低噪声脉冲。巴纳等人[5.009]介绍了一种电路，他们在共基极限幅器前连接一个偏置发射极跟随器，以抑制低噪声脉冲（图 5.06）。Q_2 的静态电流 I_c 流进削波电缆和 Z_0。晶体管 Q_1 被小的偏压截止。负输入脉冲使 Q_1 导通，并使电流 I_c 从 Q_2 转而流入 Q_1，从而产生一个标准输出脉冲。二极管 D_1 限制输入脉冲的正向电压偏移，二极管 D_2 和 Q_1 的基极-发射极结一起用来限制输入脉冲的负向电压偏移。这时输出脉冲上升时间大约是 1 毫微秒。

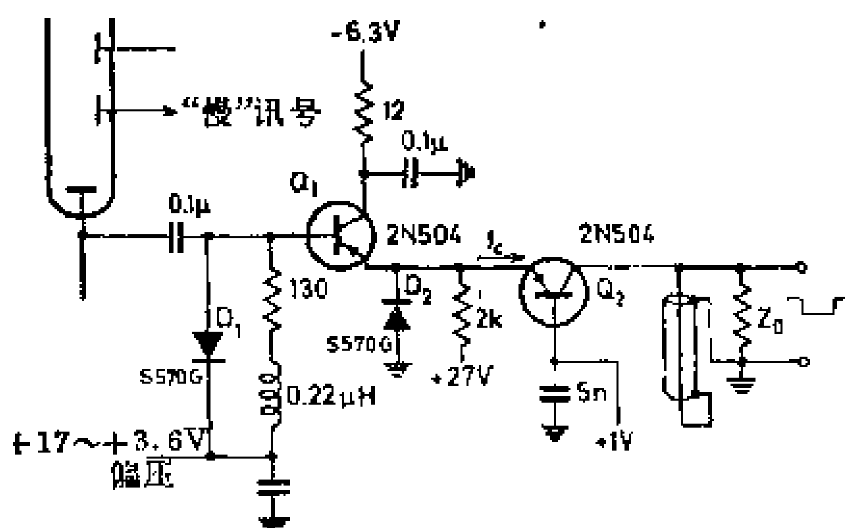


图 5.06　巴纳等人设计的限幅器电路[5.009]

晶体管限幅器当然可用共发射极接法构成(类似于图 5.04 所示的真空管电路)，然而，由于共发射极电路比共基极电路要慢一些，所以这些限幅器都有几毫微秒的上升时间[5.010]。

用隧道二极管 *TD* 作成的各种触发器形式的脉冲成形器，可以代替各种限幅器。关于隧道二极管电路，我们在 4.1.6. 节中已进行了详细的讨论，并指出了隧道二极管有快的开关速度，并且输出脉冲延迟与输入脉冲幅度有关。当触发脉冲刚好达到触发阈时，这个延迟变得特别大。但是如用快-慢符合装置，我们选择的仅是幅度在给定范围内的脉冲（它们比脉冲成形器的阈高得多），则 *TD* 多谐振荡器同样很适合于作符合测量用的快速限幅器。

图 5.07 画出了惠茨通(Whetstone)等人[5.011]的 TD 脉冲成形器。光电倍增管阳极电路可用一个匝数比为 1:3 的变压器和实际的甄别器 TD_1 隔离(共他作者往往使用如图 4.34 所示的晶体管共基极形式进行隔离)。灵敏度可用改变 TD_1 的偏流来调节，从特性阻抗为 50 欧的电缆得到的最大灵敏度为 50 毫伏。除去高于

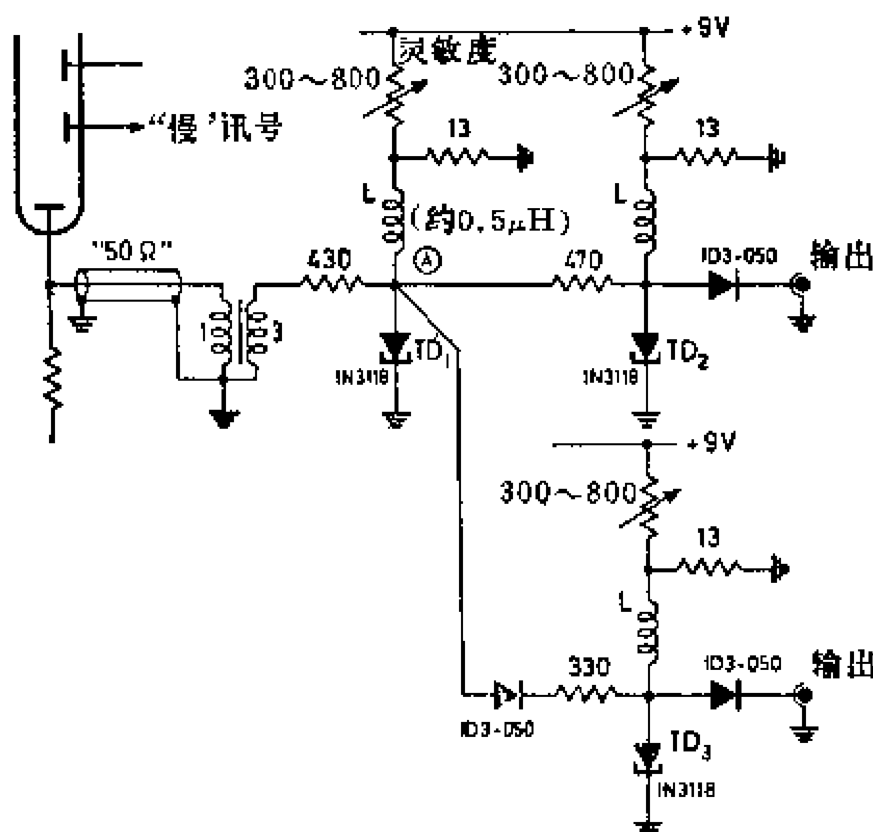


图 5.07　惠茨通的隧道二极管脉冲成形器

阈值的起始 5% 部分以外，输入脉冲幅度即使变化 10 倍，多谐振荡器输出脉冲延迟仅变化约 1 毫微秒。当 $L\approx0.5$ 微亨时，脉冲宽度是 4 毫微秒。因为实际的脉冲宽度还依赖于输入脉冲幅度，所以可用第一个多谐振荡器 TD_1 去触发另一个单稳多谐振荡器 TD_2，以输出一个标准幅度和标准宽度的脉冲到所连接的符合电路上去。范泽克(Van Zurk)等人[5.108,5.117]还介绍了一些共他的电路。

在类似于图 5.07 的电路中，很容易把讯号分开，将一些隔离的二极管或电阻器、一个以上的次级多谐振荡器(比如 TD_2, TD_3, ……)连接到甄别器 TD_1 的输出端(A)，就可根据我们要求的数目把输出脉冲引到独立的各个道

中。所以从一个光电倍增管引出的脉冲能供给许多符合电路使用。在一些复杂的实验中,这种高扇出常常是必需的(参看本节末的注释)

但是,隧道二极管甄别器主要用于过零定时。比约克(Bjerke)等人[5.012,5.013]用触发一个次临界阻尼的 80 兆赫 LC 谐振器(变压器+寄生电容,它被直接安装在光电倍增管的管座上)的方法来产生过零讯号(图 5.08)。双极性脉冲通过 27 欧的电阻器加到一个对脉冲下冲响应的灵敏 TD 单稳多谐振荡器上。此多谐振荡器输出脉冲的宽度为 3 毫微秒,上升时间为 150 微微秒。此脉冲经 4 微微法电容器微分后,被送去控制晶体管 2N700。比约克等人[5.012]用如图 5.08 所示的电路,在输入幅度 1:20 的变化范围内获得小于 0.5 毫微秒的"游动"。

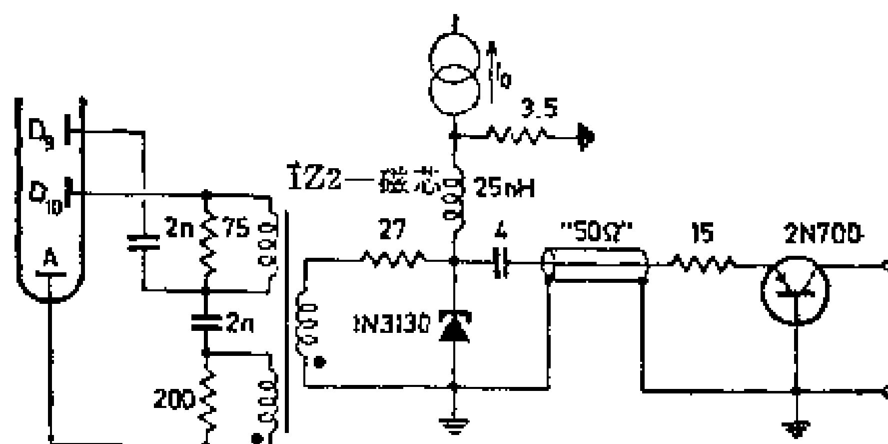


图 5.08　过零脉冲成形器[5.013]

电缆削波提供了另一种形成双极性脉冲的方法[5.012]。奥曼[5.014]把图 5.09 所示的电路用来削波。光电倍增管电流脉冲通过一共基极晶体管级馈送给短路电缆。原来的脉冲和反射脉冲叠加后通过另一共基极级 Q_2 取出。当然,电缆长度必须与原来的光电倍增管电流脉冲宽度相对应。用晶体管 Q_3 的基极-发射极结作为削波电缆端接的"短路"线,则在 Q_3 集电极上原来的讯号就有可能用于例如积分等其他用途。为了检测过零点,奥曼采用了4.1.6.节中图 4.36 所示的触发器,该触发器的滞后电压等于其灵敏度。因此过零点可用输出脉冲后沿来表征。当输入电流脉冲幅度在 8～60 毫安之间变化时,输出脉冲的游动小于 1 毫微秒。伯诺拉

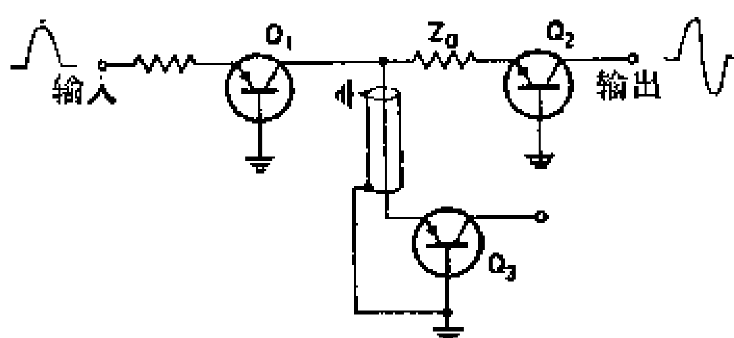


图 5.09 利用延迟电缆微分的奥曼快速双极性脉冲成形电路[5.014]

(Bernaola) 等人[5.110]介绍了另一种形式的奥曼 *TD* 过零甄别器。阿巴蒂斯塔(Abbatista)等人[5.111]分析了 *TD* 单稳振荡器电路的定时效果，并与奥曼电路进行了比较。文献[5.118～5.122]还介绍了适用于经两次微分的探测器讯号的其他 *TD* 脉冲成形器。

加维(Garvey)[5.015]首先用两个快速共基极级对双极性电缆微分脉冲进行限幅，然后用一个时间常数大约为 350 微微秒的微分电路对此脉冲微分。由此得到与过零对应的针形脉冲，此脉冲去触发一个普通的 *TD* 单稳多谐振荡器。适当调节限幅器，随幅度变化的游动几乎可以被消除。正如图 5.10 所示，对大于 8 毫安的幅度，延迟的变化几乎测不出来。

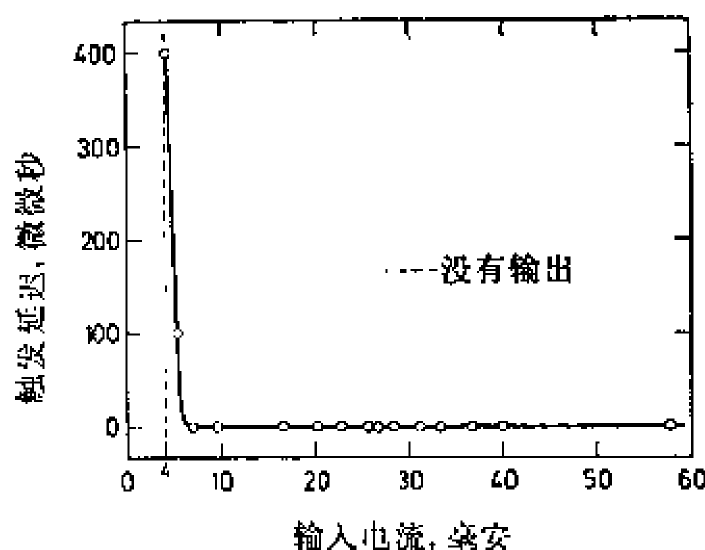


图 5.10 相对触发延迟对输入幅度的依赖性[5.015]

因为大多数快速符合系统都是配合闪烁计数器工作的。所以上面介绍的全部实例都是与这种探测器有关的电路。尽管如此，上面提到的全部脉冲成形器，特别是 *TD* 触发电路，也都能配合半导体探测器或正比计数器工作。

当然，对于比较小的输出讯号，首先必须通过快速放大器放大，这样就降低了时间分辨率。

文献[5.112～5.114]介绍了配合半导体探测器使用的专用脉冲成形器。当应用大面积的 Ge(Li)探测器时，由于脉冲上升时间的缓慢及其变化所引起的时间起伏，必须用适当的方法予以补偿(参看 4.2 节)。

光电倍增管除有高的电流增益外，它还有一个优点，就是它能提供两个或更多个独立讯号输出端。因此，如果将快速电流脉冲从阳极取出，则慢的积分电压脉冲就可从最后几个联极中的一个取出。这就简化了对快讯号和慢讯号的分离问题。当利用半导体探测器时，必须用一些特殊设计的电路去分开快讯号和慢讯号。图 5.11 表示希尔(Scheer)[5.016]和威廉斯[5.017]设计的两个电路(读者可与图 5.09 中在 Q_3 上对快讯号积分所得结果进行比较)。

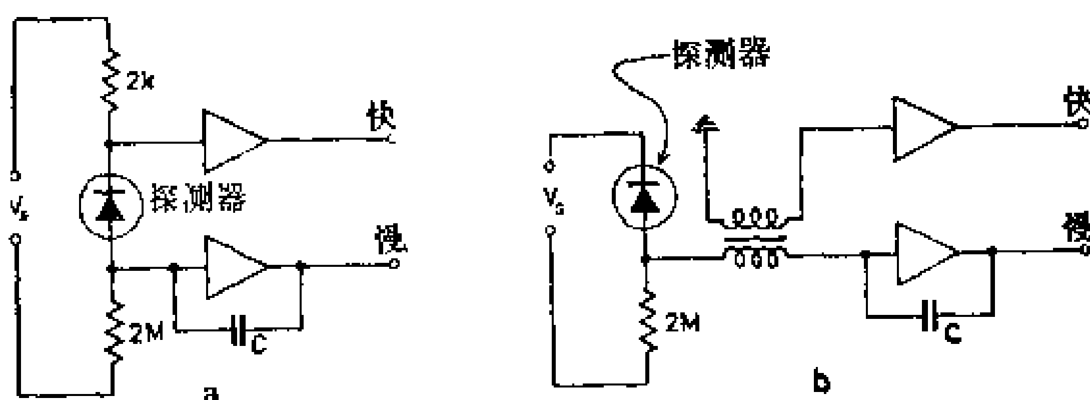


图 5.11*a* 和 *b*　把半导体探测器输出讯号分成快讯号和慢讯号的电路

(*a*)希尔电路[5.016]；(*b*)威廉斯电路[5.017]。

在其他条件相同时，过零定时的统计精确度比脉冲前沿定时的要低。从图 5.12 可以导出一个粗略的估计。曲线 *a* 对应于光电倍增管积分电流脉冲，其上升时间决定于荧光衰落时间 $\tau_{荧光}$ 和电子在光电倍增管中传播时间的起伏(参看 2.5.2 节)。为简便起见，假定双极性脉冲 *b* 是对脉冲 *a* 进行两次延迟线削波形成的。

脉冲 *a* 的幅度相当于 R 个光阴极电子，其阈为 n 个电子的前沿触发器在 X 点被触发，而过零触发器则在 Y 点被触发。显然，Y 点位于两倍大小的前沿复制波中点处，此波形之前沿延迟了一段固定时间 t_D 并被倒相。因此 Y 点对应的触发阈为 $n=\frac{R}{2}$。这样，我

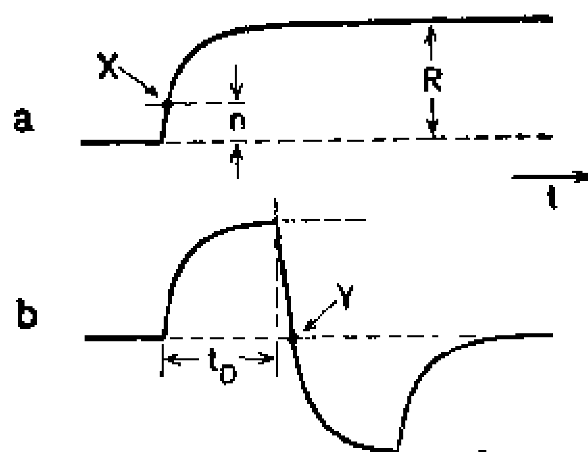


图 5.12*a* 和 *b*　前沿定时(*a*)和过零定时(*b*)的脉冲形状

们就可计算出在总的 R 个电子中出现 n 个电子的时间间隔的统计起伏。按照贝尔[5.001,5.018]的计算，当前 n 个电子用来定时时，一对对称的闪烁计数器的分辨时间 $2\tau_u$ 为：

$$2\tau_u=3.33[\sigma_p^2/n+n(\tau_{荧光}/R)^2]^{\frac{1}{2}}, \tag{5.06}$$

σ_p 表示光电倍增管中电子传播时间的均方根偏差[即 $\sigma_p=t_p/\sqrt{2}$，其中 t_p 从(2.46)式得来]。关系式(5.06)仅在 $n\ll R$ 的条件下是正确的。当 $n/R=\sigma_p/\tau_{荧光}$ 时，分辨时间 $2\tau_u$ 就有最佳值。因为对快速光电倍增管来说，$\sigma_p/\tau_{荧光}\ll1$ 总是成立的，因此宁可选取 $n\ll R$ 时的前沿定时，而不愿选取 $n=\frac{R}{2}$ 的过零定时。若用慢无机闪烁体，过零定时电路就毫无优点可取。下表列出了对无机和有机闪烁体所算得的分辨时间 $2\tau_u$[5.018]，它清楚地证实了上述结论。

闪烁体	$\tau_{荧光}$ (毫微秒)	σ_p (毫微秒)	R (对于 1 兆电子伏)	$2\tau_u$(毫微秒)"过零定时"电路 $n/R=0.5$	$2\tau_u$(毫微秒)"前沿定时"电路 $n/R=\sigma_p/\tau_{荧光}$	"过零定时电路"与"前沿定时电路"分辨时间之比值
NaI (Tl)	250	1	6000	7.6	0.55	13.7(1)
塑料	4	1	600	0.43	0.22	1.95

因此，在配用慢无机闪烁体的情况下，若要求符合装置有高的分辨率，则不宜采用过零定时电路。加蒂等人[5.019]介绍了一个电路，此电路能够改变双极性脉冲的形状，使其过零点不出现在 $n/R=0.5$ 处，而出现在 $n/R\ll1$ 处(图 5.13)。电压脉冲经由 R_1 转换成电流脉冲，另外再通过电容 C 微分。二极管 D 削去正峰值，而电流负峰

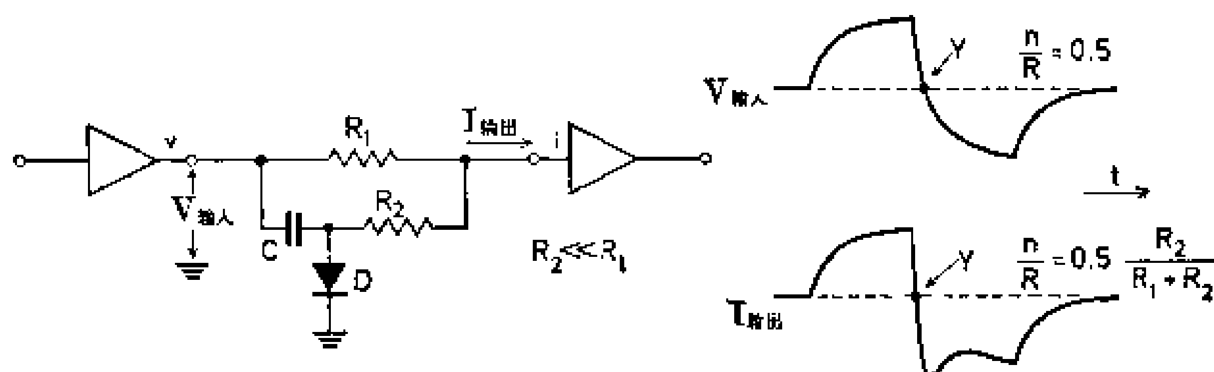


图 5.13　改进双极性脉冲形状的电路[5.019]

值经 $R_2\ll R_1$ 加到电流放大器(或电流灵敏触发器)的输入端。因此，过零边缘变得更快了。如采用的时间常数 R_2C 小于脉冲宽度，而大于原来脉冲的上升时间，则Y点的等效阈很容易由下式算出：

$$\frac{n}{R}=\frac{1}{2}\cdot\frac{R_2}{R_1+R_2}. \tag{5.07}$$

由于二极管 D 的有限开关速度，分辨时间 $2\tau_u$ 的改善稍低于由(5.07)式计算得到的结果。

有不少人曾经处理过对于不同的脉冲形状和不同的触发阈值 n/R 的分辨时间 $2\tau_u$ 的计算问题。加蒂等人[5.020]解决了在给定阈值 n/R 下，对于分辨时间为 $2\tau_u$ 的最佳滤波器的估算问题(或者相应的脉冲形状的估算问题)。

在文献[5.123～5.127]中，讨论了一些其它类型的脉冲成形电路，其中一部分采用了“急变”二极管或雪崩晶体管。斯坦奇(Stanchi)[5.128]建议在脉冲成形器中使用所谓二–三极器件，它们是被驱动到高频振荡区并呈现出两

个明显不同的负阻区域的 *TD* 二极管。罗塔(Rota)等人[5.129]用两次脉冲取样法改善时间分辨率；两个时间基准是从两个不同的定时装置得到的，而且只有当这两个时间基准在预定的范围内相等时，才对此脉冲进行时间分析。

在复杂的实验装置中，从一个探测器来的脉冲常常必须馈送给通常具有不同分辨时间 τ_c 的几个符合电路。另一方面，一个符合级又往往必须接受从几个互不相关的探测器来的讯号。为了避免各个探测器或电路之间的任何相互影响，必须仔细地用讯号分配电路(扇出电路)或讯号混合器把各个讯号通道加以隔离。简单的发射极跟随器即可作为扇出电路用以馈送限幅器或触发型脉冲成形器的输出讯号。这样的扇出电路表示在图 5.14 中。定时精确度取决于所使用的晶体管的类型。讯号分配电路的另一种可能形式是

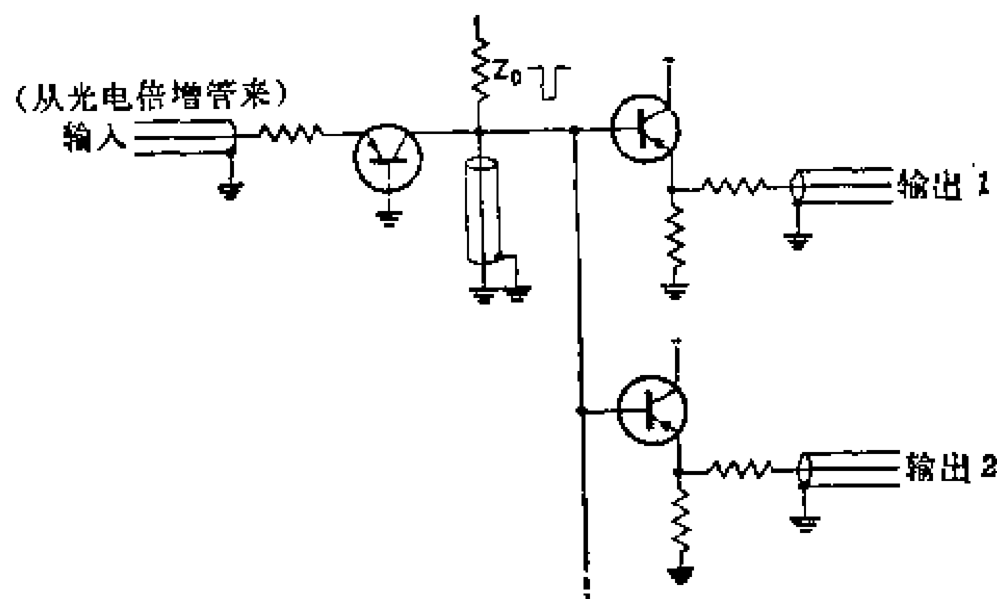


图 5.14　快速扇出电路的工作原理

用光电倍增管讯号去截止几个并联的限幅器。并用彼此分开的削波电缆，按照对输出端的不同要求，将各个互不相关的集电极电路中的阶跃电流根据所需宽度进行脉冲成形。

严格地讲，讯号混合器就是快速“或”门电路。这种电路通常是使不同的限幅器输出相加混合。随后在附带的成形器中（最好是触发型的）使脉冲成形。贝诺瓦(Benoit)等人[5.022]介绍的电路如图 5.15 所示，图中 *TD* 单稳多谐振荡器用来使输出脉冲形状标准化。其他一些快速扇出电路和混合电路的例子见文献[5.023]。

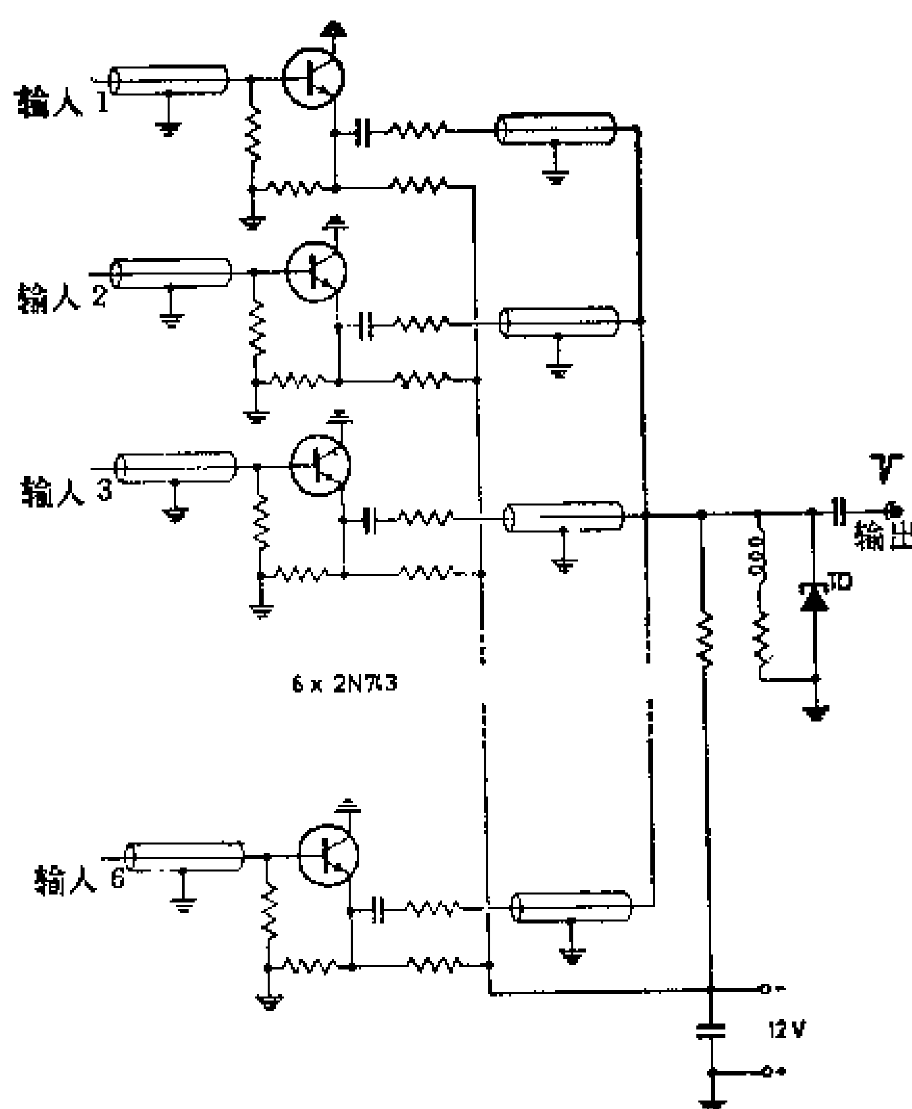


图 5.15　快速讯号混合电路实例[5.022]

5.3. 符合电路

5.3.1. 理想的符合电路

对具有标准化(即数字化)幅度的脉冲而言，一个理想的无限快的“与”门(*AND*)电路就相当于一个理想的符合电路(图 5.16)。显而易见，它的分辨时间是 $2\tau_c=\delta_1+\delta_2$，其中 δ_1 和 δ_2 分别表示两个输入脉冲的宽度。由于这两个脉冲的形状总是相同的，所以 $\delta_1=\delta_2=\delta$ 和 $2\tau_c=2\delta$。当然，还可以把具有两个以上输入端的“与”门作为(多重)符合级。如果输入脉冲的上升时间和门的时间常数(响应时间)与 δ 比较可以忽略不计，就能接近上述的理想化情况。这样的条件是必要的，尤其在要求分辨时间 $2\tau_c$ 保持长

时期高度稳定时更为必要，例如，要精确计算偶然符合脉冲计数率的(5.04)式就有这种要求。所有类型的用常规方法安装的门电路，或者用集成电路技术制成的门电路(例如 RTL, DTL, $DCTL$ 等)都可用作符合电路。因此，在本章后面所介绍的符合电路的全部例子，都和第六章中评述的某一种电路逻辑的基本门电路相类似。

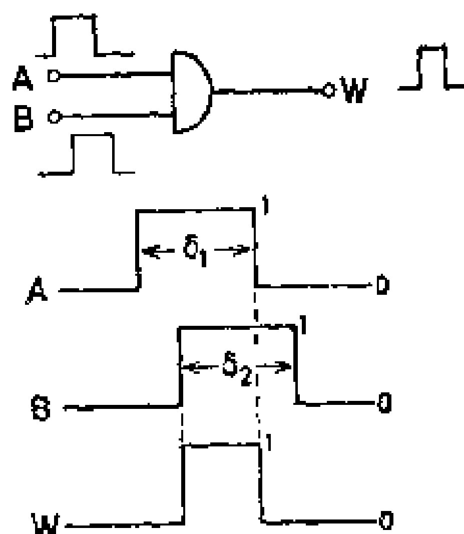


图 5.16　作理想符合电路用的"与"门

基于下述理由，我们单独论述符合电路，而不把它作为第六章数字电路的一个部分：在数字系统中，时间也失去了它的模拟意义，即是说，两个数字脉冲在相同的时钟时间间隔里，或者同时出现，或者不同时出现，只有这两种可能。但是，在这里我们所要处理的脉冲，它们之间的时间间隔却具有模拟特性。分辨时间为 $2\tau_c$ 的符合电路，必须首先将模拟时间信息数字化。因此两种相同的电路可以用于两种不同的目的，所以必须用不同的方式进行处理。

仔细注意一下，可以认为图 5.16 所示的"与"门电路由一个脉冲混合器与一个后接的幅度甄别器组成（图 5.17)。混合器可以对输入脉冲实行线性相加(a)，也可以对它们实行某种非线性运算(b)。由于线性混合器在叠加时间间隔期间其输出脉冲的幅度为单个输入脉冲幅度的两倍，故甄别器的阈值必须高于单个脉冲的幅度，而低于该单个脉冲幅度的两倍。凡是对输入脉冲能实现线性相加或准线性相加的任何电路，尤其是无源电阻网络、同轴电缆

和把电流在低阻抗端上相加的电路等，都可用作线性混合器。由于非线性混合器(b)中的符合讯号远远高于单个输入脉冲幅度的两倍，所以甄别器阈的可用范围也要相应地提高。因为只有具有开关特性的器件，如二极管、晶体管等才能用来进行非线性运算，所以非线性混合器的运算速度多半要比只由无源器件构成的线性混合器的速度稍慢一些。

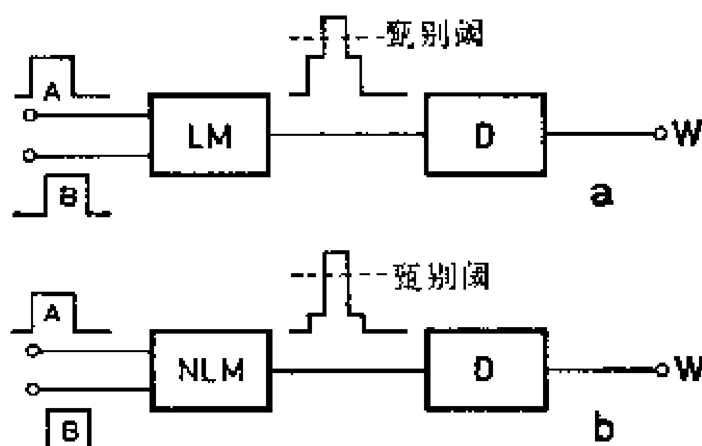


图 5.17a 和 b　带有线性脉冲混合器(a)和非线性脉冲混合器(b)的符合电路

LM——线性混合器；NLM——非线性混合器；D——甄别器。

在输入矩形脉冲的上升时间可以忽略和甄别器为无限快的情况下，图 5.17 所示符合电路的分辨时间 $2\tau_c$ 仍为 2δ，并与甄别器的实际阈值无关。但是，如果输入脉冲的上升时间不可忽略，则会出现不同的情况。图 5.18 所示的一个线性混合器加有两个梯形输入脉冲的情况就是一个例证。此时，混合器输出讯号超过单个

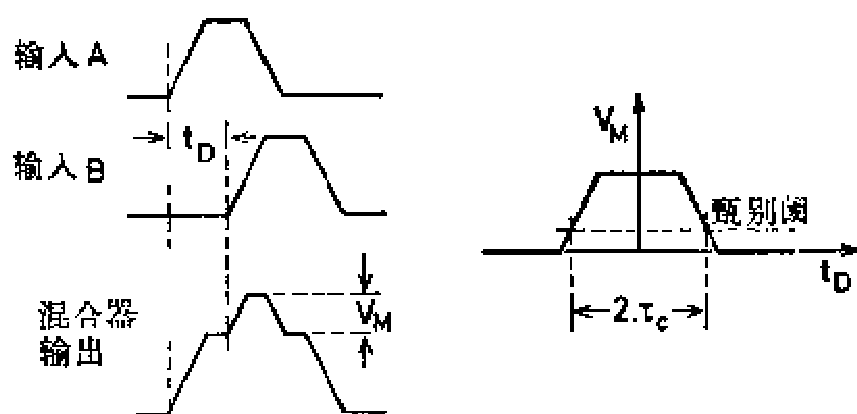


图 5.18　线性混合器输入端加两个梯形脉冲的情形

输入脉冲电平的那部分电压 V_M 是两个脉冲间距 t_D 的函数，同时分辨时间 $2\tau_c$ 变成甄别器阈值的函数。

因为曲线 $V_M(t_D)$ 与原来的脉冲形状直接相关，因此，可以通过测量混合器输出脉冲幅度与所加延迟 t_D 的函数关系，估算出输入脉冲的形状[5.024, 5.025]。这种技术有时可在没有取样示波器的情况下用来测量亚毫微秒脉冲。

显然，非线性混合器也会产生梯形或三角形形状的 $V_M(t_D)$。即使输入脉冲很接近矩形，慢混合器(即积分时间常数大于输入脉冲宽度的混合器)给出的 $V_M(t_D)$ 特性曲线也会有三角形形状。阈值高的甄别器(例如图 5.19 中的 $V_{积分}$)可得到很短的分辨时间 $2\tau_c$，此值有时会比实际脉冲的宽度小许多。借助于道宽 dV_s 设置在 $V_M(t_D)$ 曲线边缘某处的微分甄别器(图 5.19 中的 B 处)，还可得到更短的分辨时间 $2\tau_c$。在这种情况下，分辨时间 $2\tau_c$ 只由混合器特性曲线的斜率和甄别器的道宽 dV_s 给定，且可达几微微秒。当然，与道位相应的延迟 t_D^* 必须用安排在某个讯号通道中的固定数值的延迟线进行补偿。

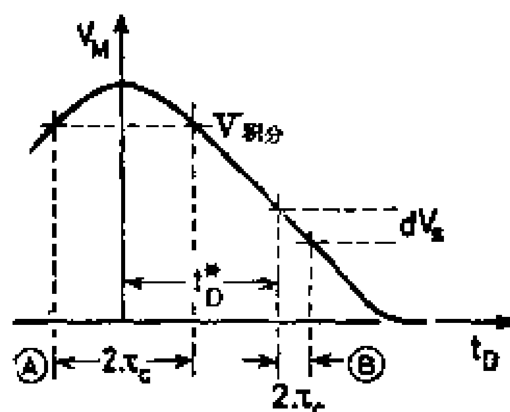


图 5.19　应用积分甄别器(A)和微分甄别器(B)获得短的分辨时间

为清楚起见，在图 5.19 中只画出了 $V_M(t_D)$ 曲线的右半部。但是，显然甄别器道宽 dV_s 也会切割 $V_M(t_D)$ 曲线的左沿。因此，有着正相互延迟和负相互延迟 $\pm t_D^*$ 的两个事件都会被记录下来[假定 $V_M(t_D)$ 形状对称]。如果为了计数非延迟符合事件，在右道中已对 t_D^* 进行了补偿，则在左道中就会记录下数值为 $-2t_D^*$ 的延迟符合。如果没有真实延迟符合发生，则“左”道的计数率仅由偶然符合造成。所以，如果不采取措施来消除“左”道里的偶然符合

(例如通过叠加一个分辨时间小于 $2t^*$ 的更慢符合级的办法)，则偶然符合脉冲计数率便要加倍。此外，“左”道里的计数率——如果经过适当的鉴别——可以从“右”道里的计数率中减去，于是偶然符合得到自动的校正[5.026,5.132]。

在各种实验设备中，当同时出现一个禁止讯号时，符合讯号应受抑制，所以，尚须讨论一下反符合电路的概念。原则上把一个平时相当于逻辑 1、有禁止脉冲来时再降低到逻辑 0 的讯号，加到符合电路的一个输入端，就能满足反符合的要求(图 5.20)。由此可见，符合讯号和禁止讯号的极性必须相反。同时为了使禁止讯号确实能把每个必须被抑制掉的真实符合讯号都覆盖住，它的宽度必须稍大于符合输入讯号的宽度。虽然图 5.20 中所示“与”门的三个输入端中的任何一个都可以作为反符合输入端，但实际上，

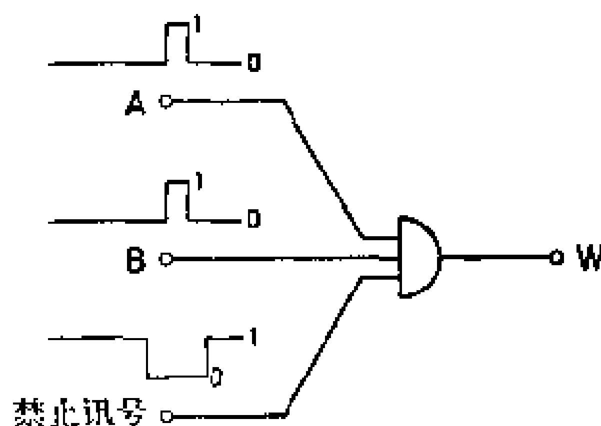


图 5.20　反符合门的原理

反符合输入和符合输入的方法往往有所不同，例如把反符合讯号直接作用到甄别器上，或者作用到甄别器的输出端上便可看出。为使所有符合脉冲和禁止脉冲有相同的极性，一般在反符合输入端的前面要加入一个倒相器。5.3.2. 节将讨论各种实用电路的例子。波利(Polly)[5.130] 曾研究了各种脉冲成形电路对反符合门电路效率的影响。

5.3.2. 实用电路

本节只论述文献上曾介绍过的大量电路中的少数几个电路。图 5.21 画出了埃默[5.027]符合电路图。此电路基于用削波电缆把

电流线性相加，并被指定用作中快速电路($2\tau_a=10\sim100$毫微秒)。

从图 4.29 过零甄别器来的输出脉冲被加到此符合级的两个输入端上。在初始(静止)状态下，晶体管 Q_2, Q_4 和 Q_6 均导通。两个输入端的任何一端上加入的正输入脉冲使 Q_2 或 Q_4 截止，于是恒定的驻流转而流入削波电缆中。当然，所形成的脉冲宽度为电缆长度的两倍。偏置放大器 Q_5/Q_6 用作一个只对幅度为单个输入脉冲幅度两倍的脉冲响应的甄别器。Q_2 和 Q_4 的负载电阻要经过适当的选择，使之与电缆($Z=100$ 欧)匹配。输入脉冲的后沿必然会在削波电缆上产生一个负脉冲，但因其被甄别器剔除，所以它不会影响输出。

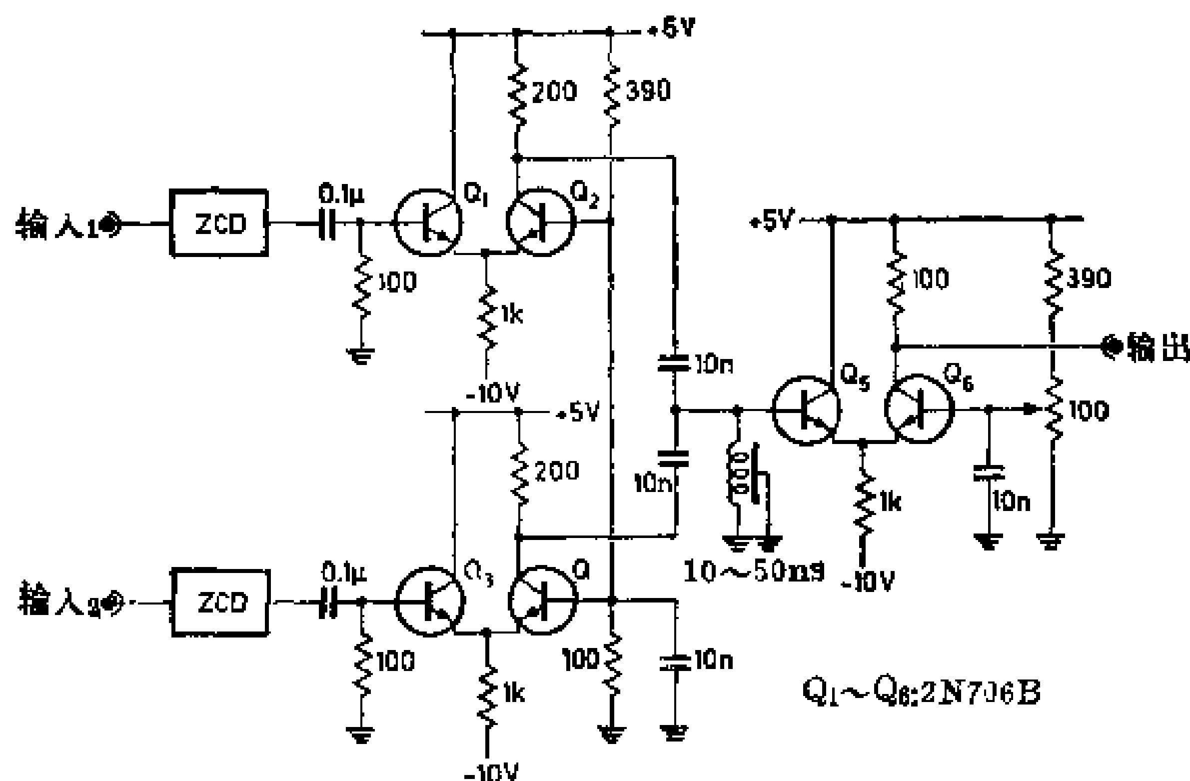


图 5.21 与过零甄别器(*ZCD*)一起使用的中快速符合电路[5.027]

可以用隧道二极管 *TD* 单稳多谐振荡器来代替晶体管差分放大器。因为 *TD* 多谐振荡器比差分放大器快，因而可以使用较短的削波电缆。西迪(Sidi)等人[5.010]曾介绍过这种型式的电路。巴纳等人[5.009]采用了使电流通过一个接到二极管甄别器 D_1/D_2 的削波电缆相加的办法(图 5.22)。加在两个输入端上的阶跃电流都经微分，在其完全重叠的情况下，在X点上将产生幅度为 −0.6

伏的负电压脉冲。此负脉冲通过偏置二极管 D_2 触发临界阻尼振荡器，从而产生宽度约为 0.25 微秒的电流脉冲，此脉冲再通过一电流放大器进一步被放大。偏压是通过二极管 D_1 加上的。这种偏置电路保证了电缆始终能通过 D_1+33 欧或者通过 D_2+39 欧被正确匹配，而与 D_1 和 D_2 的状态无关。此电路的分辨时间 $2\tau_0$ 可以达到约 2 毫微秒。

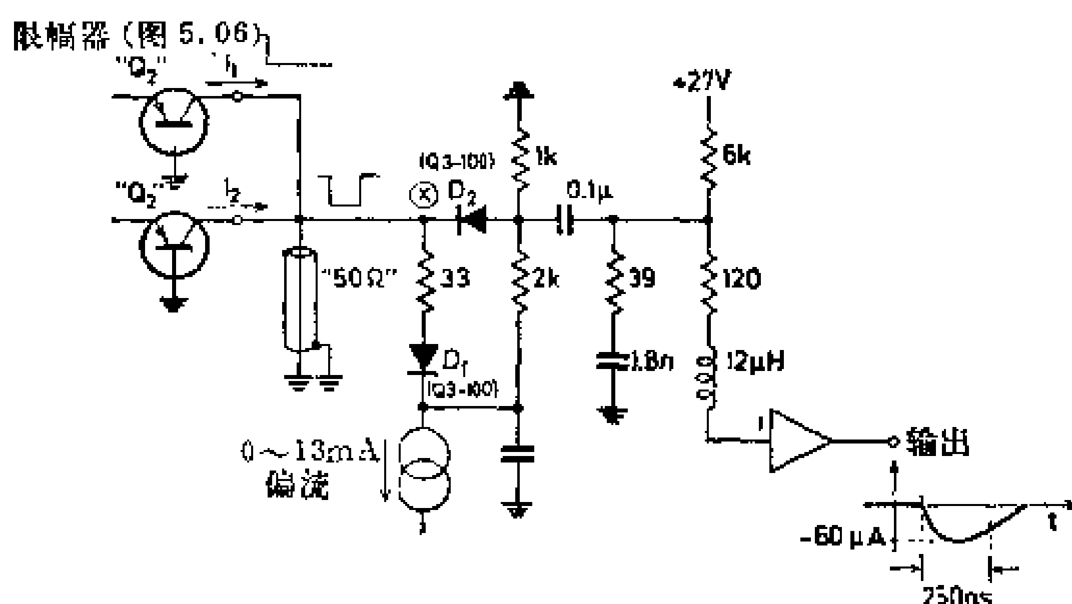


图 5.22　巴纳的快速符合电路[5.009]

如果几个限幅级不能和符合电路直接连接，最好对每个输入脉冲分别进行成形。在这种情况下，所有的输入阶跃讯号都经过电缆微分，所得的那些窄脉冲各自通过匹配的同轴电缆引到混合器去，并通过共基极电路与混合器去耦。这些共基极电路的集电极电流首先在一个低阻抗点（例如电流甄别器输入端）相加。图 5.23 画出了休格曼等人[5.007]所介绍的电路图。此电路中的甄别器可采用图 5.22 的二极管电路，如采用隧道二极管触发器则更好。

图 5.24 画出了贝尔等人[5.005]提出的讯号线性混合的符合电路。这是核电子学中不多的几种"经典"电路之一。在原著中，这个电路是为五极管限幅器而设计的。但是，也可以用其他的限幅器（如果该限幅器是由电缆特性阻抗 Z_0 所端接）。显然，削波电缆的特性阻抗必须是连接电缆特性阻抗 Z_0 的一半（也可以把两根阻

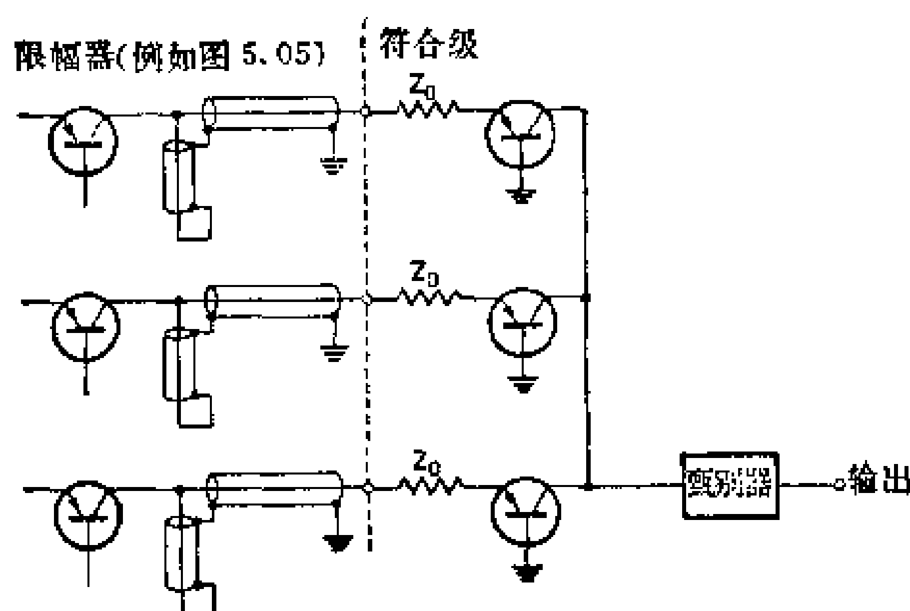


图 5.23 休格曼[5.007]符合电路的工作原理

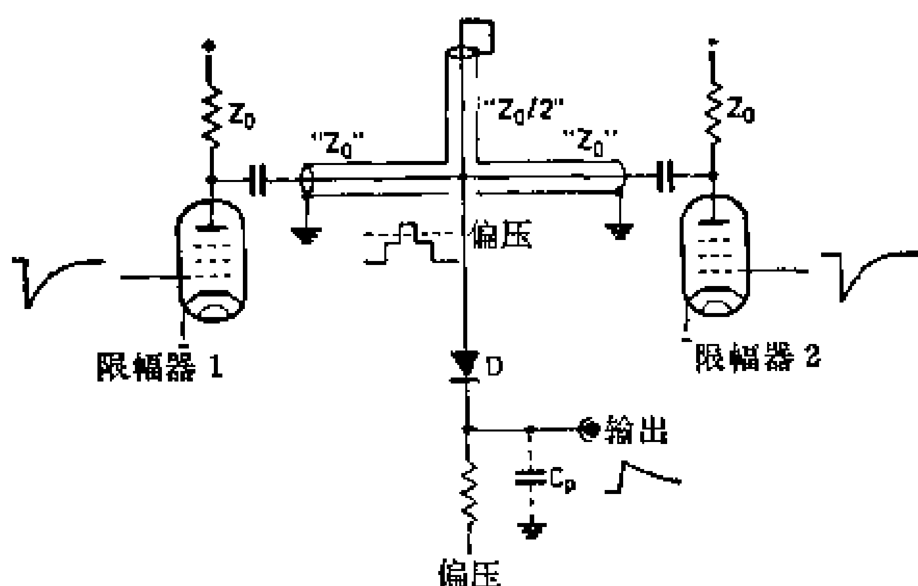


图 5.24 贝尔等人[5.005]的符合电路

抗为 Z_0 的削波电缆并联起来以代替一根阻抗为 $Z_0/2$ 的削波电缆)，反射讯号被限幅器的端接电阻所吸收。由于寄生电容 C_p 的作用，简单二极管甄别器的输出讯号被展宽了，这就便于进一步处理讯号。

最后，介绍一个能把线性相加电压讯号在隧道二极管甄别器上混合的例子。图 5.25 画出了惠茨通等人[5.011]所介绍的电路。此电路接受来自图 5.07 中 *TD* 脉冲成形电路的脉冲。标准幅度和标准宽度的电压脉冲各通过一个 200 欧的电阻变换成电流，而此

电流在第一个 *TD* 触发器的输入端相加。触发器的触发阈被调到只对比单个输入大三倍的电流脉冲产生响应，故它只能记录三重符合讯号(但是，借助于电位器能将触发阈调到低于单个输入电流脉冲的数值，在这种情况下，触发器便能对三个输入端当中的任何一端上的单个输入脉冲产生响应。此时，触发器的作用如同一个快速"或"门。经过适当调整触发阈，还可实现"3 中取 2"的逻辑——参看文献[5.131])。然后，再将这些符合级的输出讯号在另一 *TD* 多谐振荡器中成形。而成形了的讯号就可以在另外一级中与一外部禁止脉冲混合，从而实现反符合作用。由于禁止脉冲必须有相反的极性，所以首先要用脉冲变压器倒相。分辨时间 $2\tau_0$ 依赖于输入脉冲的宽度，上述电路的 $2\tau_0$ 可达几毫微秒。

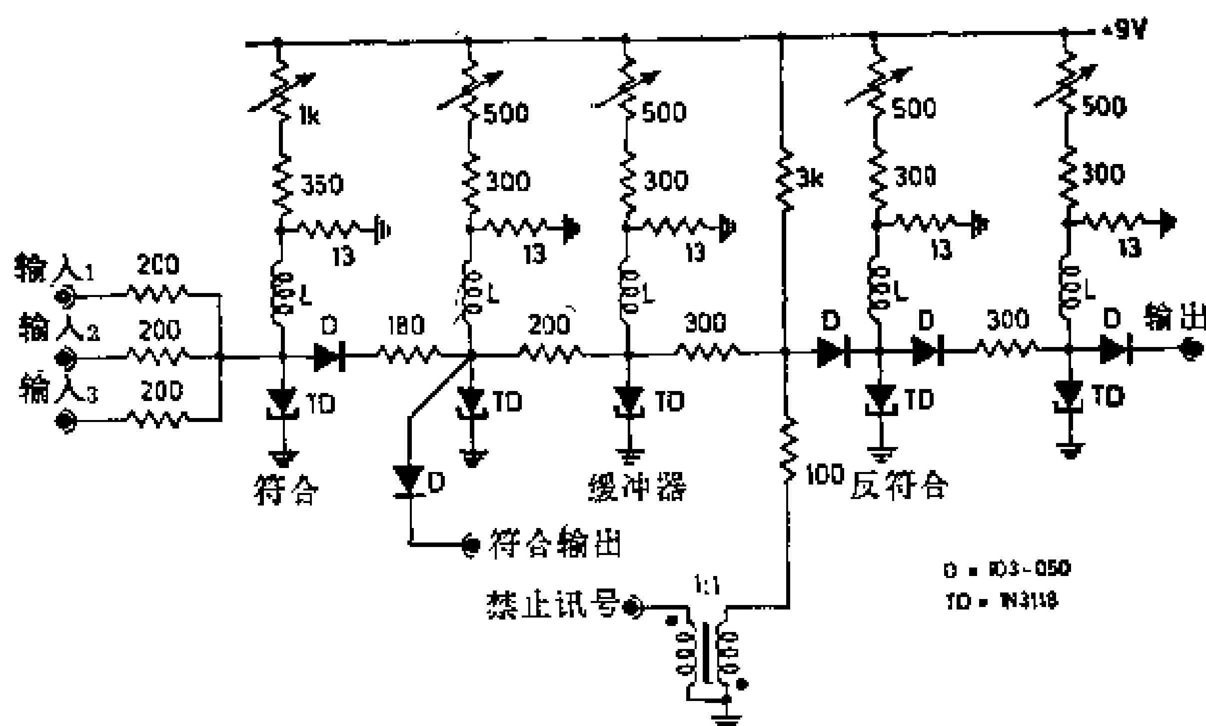


图 5.25 惠茨通等人[5.011]的 *TD* 符合电路

非线性混合器可分为两类，即串联型电路和并联型电路。把两个(或更多)电子开关串联起来用作符合电路的方法是博思(Bothe)[5.028]于 1929 年提出的(原始电路是用一个分辨时间为 1.4 毫秒的双栅电子管)。串联型混合器的两个例子画在图 5.26 中。在电子管电路中将一个适当管子(例如 6BN6，E91H)的两个控制栅都偏置到截止区，仅当两个控制栅被两个正讯号同时打开

时，才有阳极电流流过，因而阳极负载电阻上的输出讯号就表明了输入讯号的符合。费希尔(Fischer)等人[5.029]在使用束射五极管6BN6的电路中获得了亚毫微秒的分辨时间。但是，由于这种电路并不比已知的快速半导体电路有更多的优点，而半导体电路的体积比它小得多，所以它已过时了。图5.26中晶体管化的博思电路也是可用的，但它只能用于简单的慢速($2\tau_0\approx1$微秒)符合电路与反符合电路中。

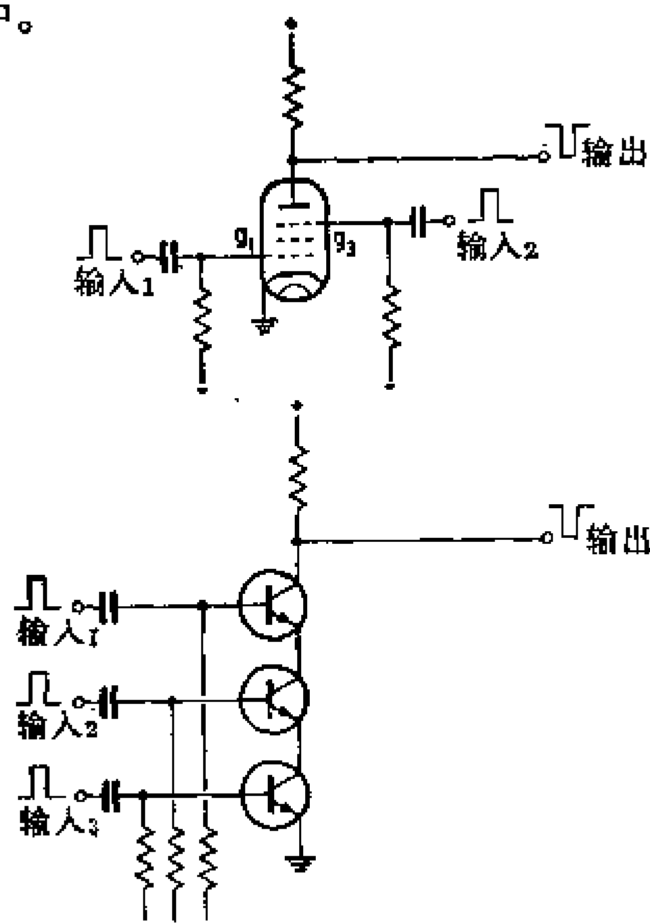


图5.26　真空管的(上)和晶体管的(下)博思型符合电路

罗西(Rossi)[5.030]在1930年曾介绍过一种用两个或更多的三极管并联组成的符合电路。罗西电路(最初采用真空管，特别是五极管，后来采用真空二极管或半导体二极管，最后用晶体管)现在已成为最广泛采用的符合电路。这种电路的几种型式画于图5.27中。在电路A中，所有基极电阻R_B的阻值都很小($<\beta\cdot R_l$)，因此所有晶体管都处于饱和状态。流过负载R_l的电流在各个晶体管中间差不多是平均分配的。如果其中有一个或两个晶体管被负输入脉冲截止，则全部电流通过未被截止的晶体管。但是，如果所有

三个晶体管都截止，则会出现一个正的输出脉冲（或者现有电流转而流到连接在输出端的低阻抗负载中）。此电路的分辨时间一方面受时间常数 R_lC_p（C_p 为寄生输出电容）的限制，另一方面还受晶体管开关速度的限制。当然，寄生效应（例如晶体管的有限饱和电阻，或者电容电压在基极-集电极电容和 C_p 之间的分配）甚至在不完全符合的情况下也会产生一个小的输出脉冲，因此，其后仍需加一个甄别器。当输入脉冲宽度窄到如此程度，以致于即便在完全符合的情况下其有效电流对 C_p 所充的电荷还不能高于寄生效应对 C_p 所充的电荷时，则此电路的分辨时间就达到了它的极限值（在这种情况下，甄别器便区别不出完全符合和不完全符合）。

在电路 A 中用作开关的晶体管可用如图 B 所示的二极管代替。这种情况不如用晶体管有利，因为此时晶体管的饱和电阻被二极管的正向电阻 r_D 和 R_d（＝输入脉冲源的输出阻抗）所代替，所以在不完全符合的情况下寄生脉冲相应地要高一些。但另一方面，由于存在一些比晶体管速度快的二极管，用这些二极管作成的罗西电路在快速应用方面可能是令人感兴趣的。德本尼德蒂(De Benedetti)[5.031]曾介绍了一个快速双二极管符合电路，其中两个二极管的阴极直接与限幅型脉冲成形器的削波电缆连接，从而使 R_d 等于电缆特性阻抗的一半。另一个（第三个）二极管用作甄别器。具有寄生输出电容的二极管甄别器同时用作脉冲展宽器。展宽后的输出脉冲通过一个慢（≈微秒）放大器放大，并通过一个积分甄别器数字化。德弗莱斯(De Vries)[5.032]在一个经过适当安排的同轴装置中安放了三个二极管。此电路的分辨时间 $2\tau_c$ 为几十微微秒。他的理论研究指出，由于寄生效应和放大器噪声的影响，符合装置的分辨时间有一个大约 10 微微秒的下限。

布伦纳(Brunner)[5.033]也研究了符合装置的理论分辨时间极限。

最后，如图 5.27 变形电路 C 所示，这些二极管可以用按发射

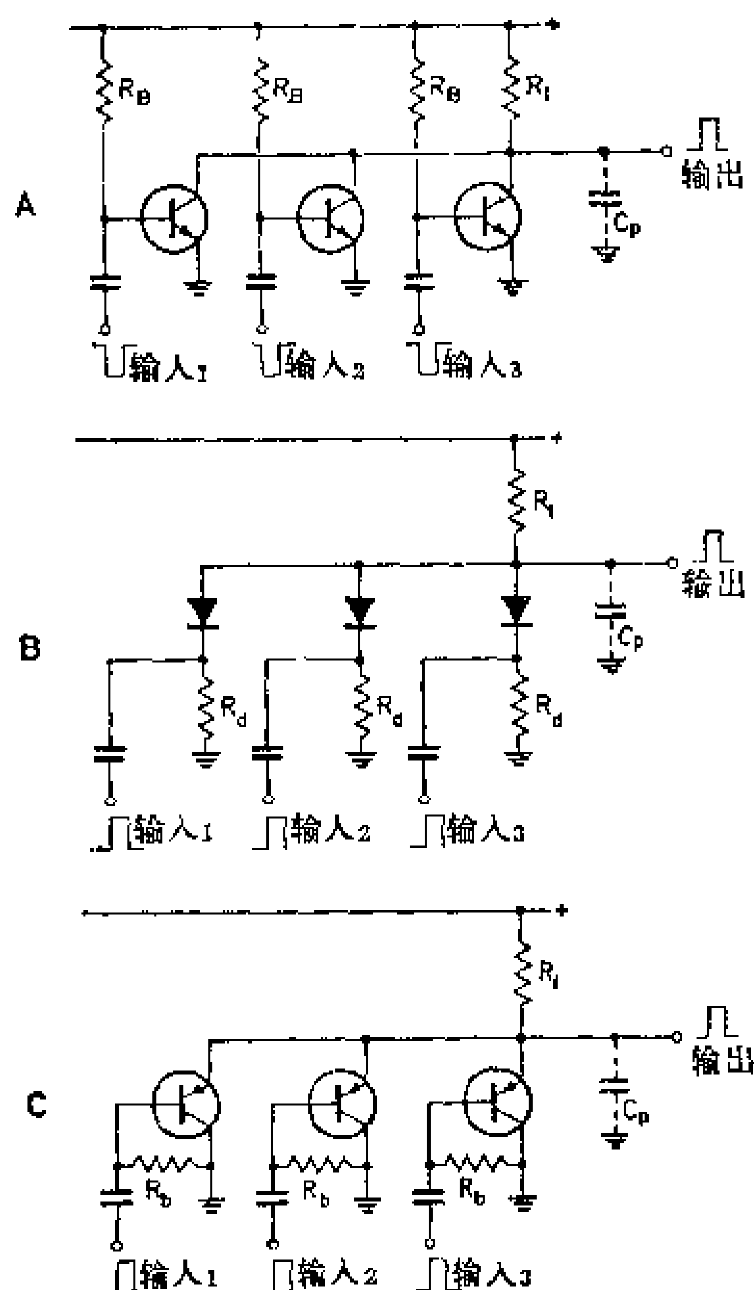


图 5.27A～C　罗西符合级

(A)晶体管型;

(B)二极管型;

(C)按发射极跟随器接法的晶体管型。

极跟随器接法的晶体管的基极-发射极结代替。通过负载电阻 R_l 的大电流被引导到地，而不加负载于输入端，所以 R_b 可以采用较高的数值。这种变形电路也适用于快速应用方面：例如，杜马斯(Dumas)等人[5.034]采用此电路原理制成了具有几毫微秒分辨时间的符合组件。

图 5.28 画出了由古尔丁等人[5.035]提出的 A 型罗西电路的整

个线路图。此电路在"快-慢"符合装置中用作具有亚微秒范围分辨时间的慢符合级。晶体管 Q_2 至 Q_4 作用在一个公共负载电阻 R_6(383 欧)上。输出脉冲经过 R_{10} 和 C_6(可能与一外部电容并联的电容)微分后，打开作甄别器用的偏置放大器 Q_5。Q_5 和 Q_1 之间采用发射极耦合。这两只晶体管(通过 R_6 和 C_6) 构成一具有正反馈的放大器，从而构成单稳多谐振荡器电路，因此，在甄别器触发后，不管输入脉冲的宽度和形状如何，多谐振荡器总会产生宽度为 0.3 微秒的标准输出脉冲。反符合(禁止)脉冲通过 Q_1 使其余晶体管的公共发射极电位增高，因而 Q_2 至 Q_4 不会被符合脉冲截止[在图 5.28 中的脉冲极性和图 5.27(A)中的正相反]。

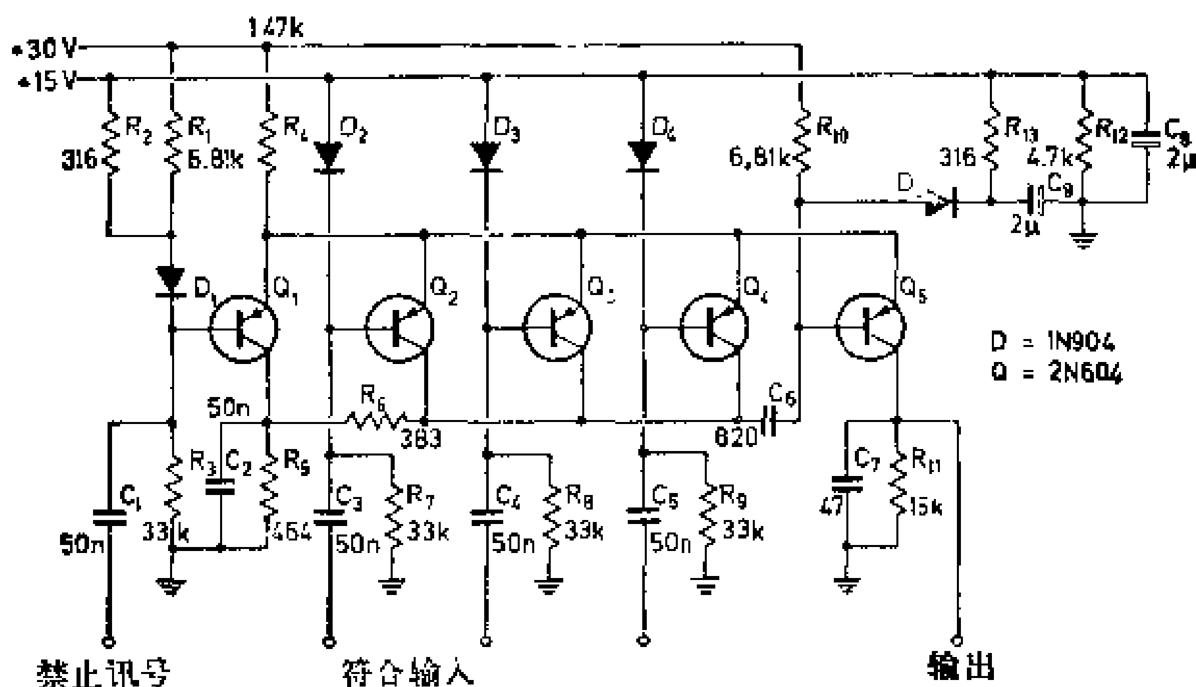


图 5.28 古尔丁等人[5.035]的慢速三端输入罗西型符合电路
此电路可接受 +1 伏±10% 的输入脉冲。

加温(Garwin)[5.036]利用非线性器件作负载改进了罗西电路。贝克(Baker)[5.037]介绍了晶体管化的加温符合电路。在图 5.29 中画出了此电路的工作原理。在初始状态下，三个(更多或更少)晶体管导出的电流 I_1+I_2，其一部分流经 R_1，另一部分流经 R_2 和二极管 D。二极管的阳极被一个大电容器阻塞，因此动态负载等于二极管的正向电阻 r_{Dc} 基极电阻 R_B 导出一个不致使晶体管饱

和的基极电流。为简单起见，假定所有晶体管的集电极电流 I_c 都相等，即 $3I_c=I_1+I_2$，而且 I_2 应当稍大于 $2I_1$。所以对 n 端输入的一般情况而言，下列关系式应当成立：

$$I_2 \gtrsim (n-1)I_1 \quad \text{或} \ I_2 \gtrsim (n-1)I_c. \qquad (5.08)$$

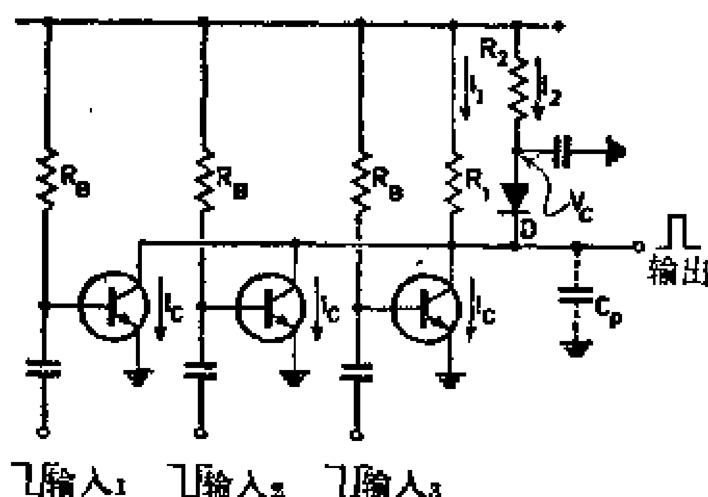


图 5.29　加温符合电路的工作原理[5.036]

当其中一个晶体管截止时，电流减少 I_c。因为 $R_1 \gg r_D$，所以电流 I_1 仍为常数，只是二极管电流减少到 I_2-I_c，从而得到幅度为 $r_D I_c$ 的小输出脉冲。当有两个晶体管截止时，电流减少 $2I_c$。但是，由于$2I_c \lesssim I_2$，二极管仍处于导通状态，结果产生幅度为$r_D 2I_c$的小输出脉冲。而直到所有三个晶体管都同时截止时，二极管电流损失才变成 $3I_c>I_2$，这时二极管也截止，结果产生幅度为 $R_1 I_1$ 的大输出脉冲。

由于所有晶体管都是非饱和的，所以加温电路非常快，适宜在毫微秒范围内应用。但是，只有总电流 I_1+I_2 中的一小部分 I_1 用来产生输出讯号。同时由于二极管 D 使电路的寄生电容增加，加以在二极管截止后 I_1 还必须中和存贮电荷，因此为了得到短的分辨时间，必须采用非常快的二极管。当此电路在高脉冲计数率下工作时，还必须考虑到二极管阳极电位 V_c 的变化($C \neq \infty$)。

下面将简要地叙述一下其他几种符合电路。鲍丁格(Baldinger)等人[5.038]研制了一种与未成形的光电倍增管脉冲配合运用的符合级。在原理上，此电路是一个平衡二极管电桥，它对于单个输入脉冲不产生输出讯号。但

是，有两个符合脉冲输入时电桥就失去平衡。甚至在高分辨率(≈10毫微秒)情况下，此桥式符合电路也只需要幅度约为0.1伏的小输入脉冲。

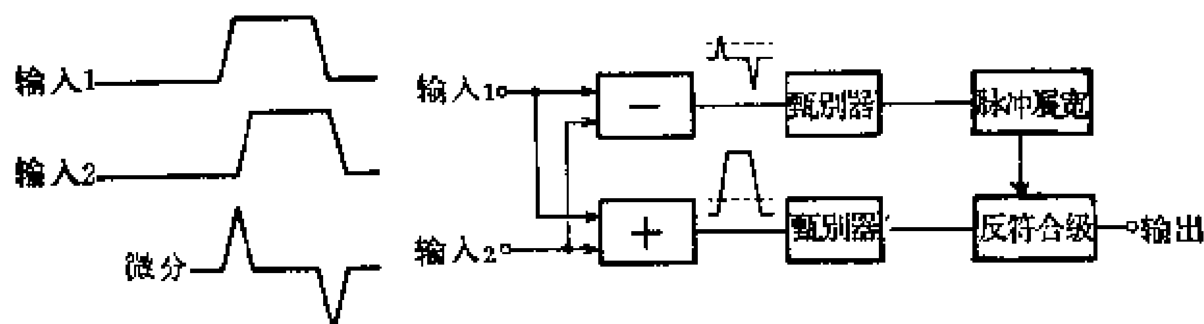


图 5.30　差分符合电路原理

本章已讨论过的所有符合电路都是基于几个输入脉冲的相加，或者基于多少具有相加性质的某种非线性混合。贝(Bay)[5.039]提出了一个以两个输入脉冲相减为基础的所谓差分符合电路[5.040,5.041]。库兰德(Kullander)[5.042]曾介绍过这种电路的晶体管化形式，其工作原理画于图5.30。显然，当两个输入脉冲绝对符合时，两个经过同样成形的脉冲之间的差消失，但当其中一个脉冲的延迟大于脉冲的上升时间时，此差可达到最大可能值。因此，可以把这种差讯号的消失作为符合的判据。分辨时间$2\tau_c$仅取决于输入脉冲的上升时间，而与输入脉冲的宽度无关，而且还可以远远小于输入脉冲宽度。图5.30还画出了此电路的方框图。在一个常规的“相加”符合级〔混合器(+)和甄别器〕中两个输入脉冲的粗略符合首先得到检查。差(−)可以这样形成：例如将其中一个输入脉冲倒相，并使它在相加混合器中与另一个混合。甄别器只响应于正讯号的峰值，其输出讯号经脉冲展宽器 *PS* 展宽，并用来截止反符合级，故输出脉冲就表明不存在正的差讯号。用这种差分电路可以得到亚毫微秒范围的分辨时间。

5.3.3. 延时符合原理

和用一个单道分析器通过改变其道位的方法测量脉冲幅度谱一样，两个相关事件之间的时间间隔的分布，也可以用一个简单的快速符合级通过改变讯号在其中一个讯号通道中延迟的方法来进行测量。因此，如同多道幅度分析器一样(4.1.4.节)，符合级的多重系统也可以用逐步增加各个延迟的方法来实现。图5.31画出了两种可能的方案。在第一种电路中，每个讯号用一根单独的电

缆延迟，而两个输入讯号在各自的电缆上以间隔 Δt 一一被检出并送到快符合级。在第二种电路中，两个输入讯号沿着同一根电缆面对面地传播，并被线性混合。因此，只需用甄别器 D 即可探测符合。单根电缆方案对两端匹配是否适当的反应，要比两根电缆方案的反应更为敏感些。

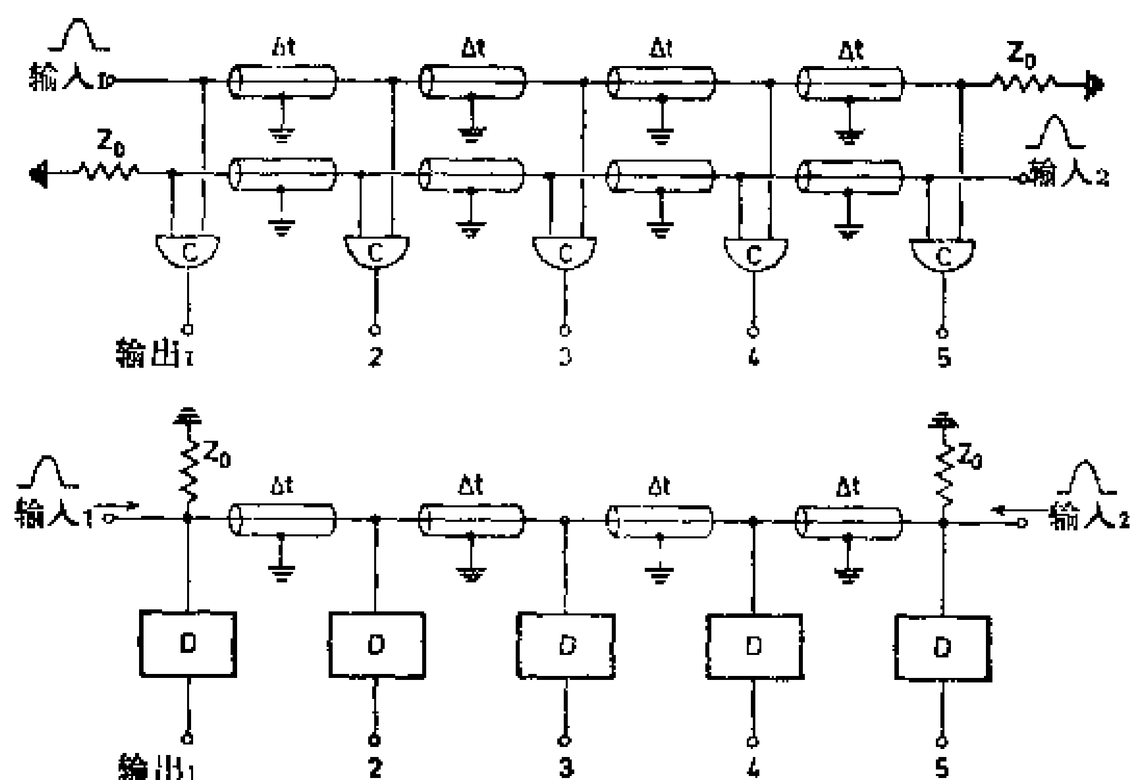


图 5.31　多道符合系统的两种方案

道的距离为 $2\Delta t$，而道宽由各个符合级的分辨时间 $2\tau_c$ 给定。要使所有符合级得到相同的分辨时间是很困难的，甚至要使分辨时间 $2\tau_c$ 等于道的距离 $2\Delta t$ 也很困难。由于只有当分辨率取决于脉冲宽度 δ 时，才能够实现符合级分辨率的长期稳定，则应要求 $\delta=2\tau_c$。但是，几乎在所有测量中，感兴趣的只是 $2\Delta t<\delta$ 的情况。因此，道宽 $2\tau_c=\delta$ 将大于道的距离 $2\Delta t$，并且一个事件将不只是在一个道中被记录。利用所谓延时符合系统就可避免这种效应。在延时符合电路中，道宽始终等于道的距离，一个事件始终只被记录一次。图 5.32 说明了延时符合器的工作原理(确切地说，这是个单电缆延时符合器)。叠加脉冲由偏置二极管 D 甄别，并由电容器 C 展宽。在每个电容器上存贮着一电压，此电压正比于在相应

的电缆位置处实际脉冲的叠加程度，并且由慢放大器 A 进行放大。取自(例如)最左面的二极管的起始脉冲用来触发一个单稳多谐振荡器 MMV。其输出讯号触发阴极射线示波器的束流偏转，然后以 ΔT 间隔相继打开各个门 G。于是各个放大器的输出脉冲以 $1/\Delta T$ 的速率被取样，要选择 Δt 的大小，使它能用一般的慢速示波器(例如 0.5 微秒)来观察。由显示在示波器荧光屏上的电容器电压曲线很容易确定出最高电压，从而也就确定出电缆中符合的位置。确切地讲，延时符合技术是由 $\Delta t \to \Delta T$ 的时间变换过程组成。变换后的快速脉冲显示在慢速示波器的荧光屏上，其相对于另一脉冲(触发时基扫描)的延迟值也被测出。

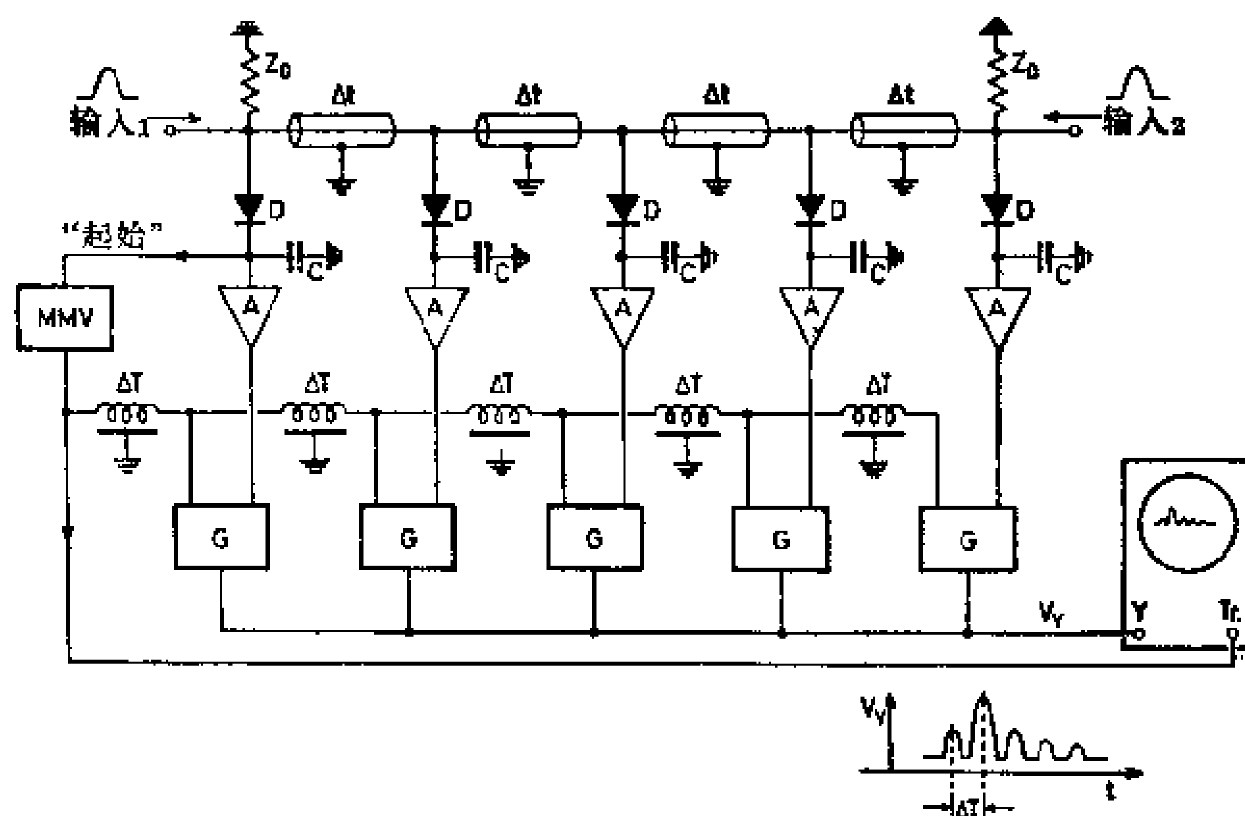


图 5.32 单根电缆延时符合(在第二个二极管上符合)

我们也可以用电子学方法来检测最高脉冲，例如，在各个放大器的输出端连接可变阈值的慢甄别器来代替门 G。在这种情况下，多谐振荡器 MMV 产生的锯齿形电压使这些甄别器的阈值从一个高的初始值开始缓慢地下降。使用适当的辅助电路可以保证首先响应的甄别器能使所有其他甄别器阻塞。于是，此甄别器的输出脉冲就确定了最高叠加处的位置，从而也就确定了记录道。

近来，这些比较粗糙的延时符合电路已被一些灵巧的时间-幅度变换器所代替。延时符合技术只是用在一些特殊用途中。延时符合原理是由内德迈耶(Neddermeyer)等人[5.043]发现的。其他型式的延时符合电路已在文献[5.044, 5.045]中评述过了。比约克等人[5.046]介绍了一个道宽在3～7毫微秒之间可变的晶体管化的七道延时符合电路。

5.4. 时间间隔的数字编码

正如本章开头所讨论的(见图5.01)，时间信息的分析通常是在于测量对应的“起始”脉冲和“停止”脉冲之间的时间间隔的分布。但是，根据具体的实验，起始讯号和停止讯号的起源与有关的测量范围是不同的。当测量核激发态的衰变时间时，起始(＝激发态的产生)脉冲和停止(＝激发态的消失)脉冲在时间分布上是随机的。对于每个起始脉冲只能有一个对应的停止脉冲，但对不同的探测器，起始脉冲和停止脉冲的计数率会有所不同。在飞行时间测量和在脉冲粒子加速器上进行的其他试验中，能从机器中引出一个有周期特性的讯号。对这种起始讯号而言“计数效率”是1。而停止讯号可由一个探测器或探测器系统引出来。尽管这些探测器的探测效率小于1，对于大的粒子脉冲而言，每个起始脉冲可以有不止一个停止脉冲。由于起始脉冲的周期性，无论是用两个物理上互相对应的脉冲来确定时间间隔，或者利用下一个装置起始脉冲来分析停止脉冲都无关紧要[5.133]，所以，起始脉冲和停止脉冲的名称可以没有因果含义。

在时间分析器中，起始脉冲通常使某动作开始，此动作被后随的停止脉冲所停止。在无停止脉冲时，这种动作可以通过某些辅助电路来中断，在这之前仅等待一段至少相应于测量范围的时间。在这段期间，分析器闭塞不再分析新的事件。因此，为了减少死时间，通常把计数率最低的脉冲选作起始脉冲，以便对于尽可能多的的起始讯号有一个停止讯号。

测量范围，即起始脉冲和停止脉冲之间延迟的上限，可以从短寿命态测量中的几毫微秒直到慢中子飞行时间测量的几十微秒之间变动，相应的道宽在几微微秒到十分之几微秒之间变化。加蒂等人[5.047,5.097]评论过短时间间隔分析中的一些技术问题。博尼茨(Bonitz)[5.048]发表的一篇综合性评论中引用了直到1962年的有关文献。文献[5.134]还发表了有关这方面课题的最新(1968年)评论。

对足够长的时间间隔进行数字编码是没有困难的，只需在我们所测量的时间间隔内，对一个恒定重复频率的周期性脉冲进行计数即可；在停止脉冲出现瞬间，定标器的状态就指示出模拟信息的数字等值(这种技术已经在4.2.1.节的脉冲幅度编码中应用过)。但是，这种直接编码受到定标器计数速度的限制。由于可靠的脉冲计数目前被限制在大约200兆赫以下，因此用编码器类型所能达到的道宽的下限大约是5毫微秒。

在测量更短的时间间隔时，在它们按照上述原则进行编码前必须先行展宽。虽然后面要讲的时间间隔的扩展，是数字编码最直接的方法，但是通常采用一种以时间-幅度变换器为基础的间接技术。在此方法中，首先把时间间隔转换成另外一种模拟量，即脉冲幅度，接着用一台幅度分析器来分析脉冲幅度。采用这种迂回程序的主要原因在于多道幅度分析器已经成为标准实验室的必要设备。幸而这种两次变换并未给测量的精确度带来什么不良影响。

5.4.1. 直接数字编码

图5.33表示出直接数字编码的原理。触发器 *FF* 在"起始"脉冲的作用下打开"与"门，此时从一个恒定频率的自激振荡器 *OSC* 来的并经适当成形的脉冲，便通过这个门进入定标器中(当然，在对振荡器脉冲计数之前必须先把定标器还原到零)。"停止"脉冲使触发器复位并闭塞"与"门，因此定标器的计数正比于起始脉冲和停止脉冲之间的时间间隔。停止脉冲还启动了从定标器到某个缓

冲器或地址寄存器的信息转换("读出")。在无停止脉冲时，计数过程就由定标器的溢出脉冲来停止，在这种情况下不进行读出操作。整个装置由标准的基本数字电路组成，我们将在第六章中对这些电路进行更详细的讨论。

在用自激时钟振荡器时，起始脉冲和停止脉冲二者引入的记时误差达到一个道宽(等于两个时钟脉冲之间的时间间隔)，所以总的误差可能超过道宽。可应用一个门控振荡器使该误差减小到小于一个道宽，此振荡器在触发器置位时才开始振荡。这样一种振荡器的振荡相位将被此起始脉冲锁定。

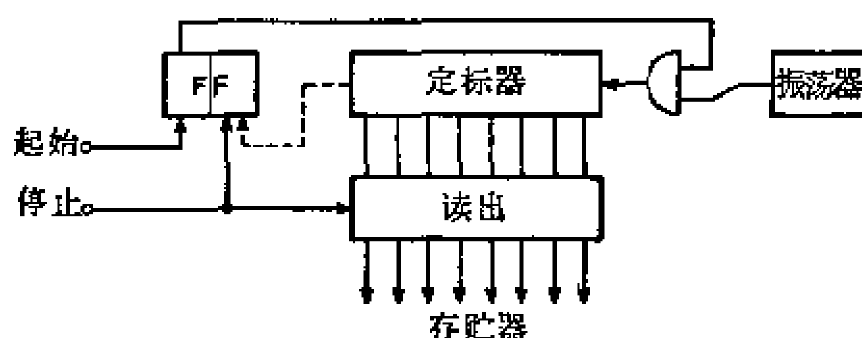


图 5.33　时间间隔的直接数字编码

舒曼[5.049]介绍了采用直接数字编码的第一台时间分析器。此分析器的容量由于采用铁氧体磁芯存贮器而限制在 1024 道，而振荡器的最高频率为 2 兆赫，相当于最小道宽为 500 毫微秒。若采用快速元件，道宽可以达到 50 毫微秒[5.050]、10 毫微秒[5.051~5.054,5.135]；近来道宽已达到 5 毫微秒[5.055]。如果可以在不停止或不中断计数过程的情况下把定标器的计数状态转移到一个或者更多个缓冲寄存器去，则这种分析器就可以分析每个单个起始脉冲的两个或者更多的停止脉冲(参看第六章)[5.056, 5.057,5.136]。西纳德(Thenard)和维克托(Victor)[5.058, 5.059]介绍了一台时间分析器，此分析器具有编成程序的时钟脉冲频率，这样可根据不同的时间间隔范围来选择不同的道宽。

用类似于延时符合器的那种内插技术来划分两个时钟脉冲之间的时间间隔，可以改善分辨率。图 5.34 表示这样一个采用触发振荡器 OSC 的时间分析器的方框图。计数过程的启动同图 5.33

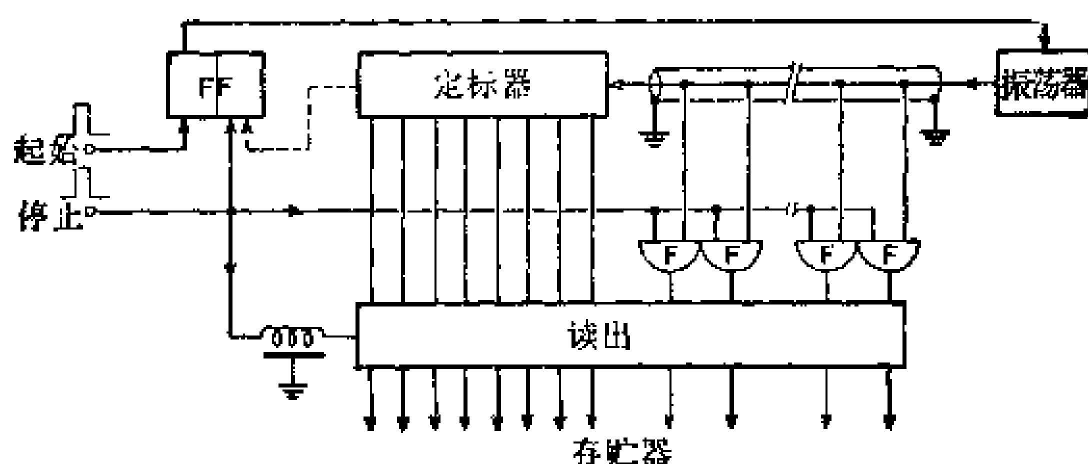


图 5.34　时钟脉冲间隔的内插法

所示方法并没有什么区别。只不过时钟脉冲是通过一根延迟线到达定标器的，延迟线的延迟时间与时钟脉冲的间距相当，并在该延迟线 n 个间距相等的点上抽头。停止脉冲按通常的方式断开振荡器。此外，在 n 个快符合级 F 中，停止脉冲的延迟是对比最后一个时钟脉冲所测得的。符合指示出时钟脉冲在停止脉冲到来的瞬间在延迟线中的位置，于是，n 个符合输出就组成了整个时间间隔数字等值的"末位数字"，并与定标器计数状态同时读出到缓冲器或者地址寄存器里。显然，道宽即为时钟脉冲间隔的 n 分之一。

迈耶[5.060] 应用一个 100 兆赫的定标器和一个有十倍内插的相应振荡器获得了 1 毫微秒的道宽。由于自激振荡器有较好的长期稳定性，所以它比触发振荡器更好。当用自激振荡器时，起始脉冲和停止脉冲出现的瞬刻要用内插法估计。在读出之前，必须把两个内插值进行数字相加。杜兰德(Durand)等人[5.061] 介绍了也只有 1 毫微秒道宽的相应电路。

5.4.2. 时间-幅度变换器的原理

时间-幅度变换器电路按其工作原理可分成两类，即起始-停止变换器和重叠变换器。在起始-停止变换器(图 5.35a)里，起始讯号使存贮元件——几乎总是一个电容器 C——与恒流产生器 I_0 相连，而"停止"讯号使其同恒流产生器断开，所得到的脉冲幅度正

比于起始脉冲和停止脉冲之间的时间间隔 T。这种开关动作可用快速电子管或半导体元件来实现。在重叠变换器(图 5.35b)里，"起始"脉冲必须有很确定的宽度 L，而"停止"脉冲比它稍长一些，两个脉冲在混合器 M 中相加，它们的重叠可以借助于一个简单的阈甄别器 D(整个装置相当于图 5.17 的符合级)来检测，甄别器输出讯号的宽度表明了重叠的程度。输出讯号再经线性积分器进行积分，所得脉冲幅度正比于$(L-T)$。与起始停止变换器不同，单个起始脉冲不能使重叠变换器产生输出讯号。如果必须处理的是高计数率的起始脉冲，它们后面不一定都跟有停止脉冲，则这一点可能是有利的。但是，重叠变换器不能检验输入脉冲的正确次序——一个停止脉冲与后随的一个起始脉冲也会产生输出脉冲，这种有"负"时间间隔的事件必须通过附加的辅助电路来消除。

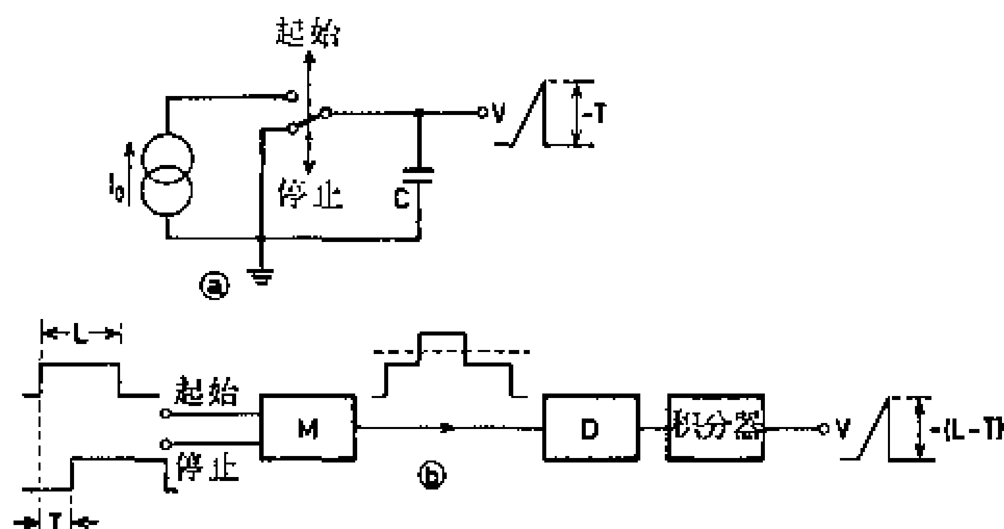


图 5.35a 和 b　起始-停止变换器(a)和重叠变换器(b)

这两种类型变换器的实用电路将在后面的 5.4.3. 和 5.4.4. 两节中进行讨论。

如果除了进行时间分析外还要进行脉冲幅度选择，或者如果需要采用这样的方法，即将接收脉冲的幅度限制到某个狭窄范围来消除限幅器脉冲的幅度"游动"，则可采用图 5.36 所示的"快-慢"符合装置。快讯号由脉冲成形电路 PS 成形，并被送进时间-幅度变换器 TAC 中处理；慢讯号由放大器(A)放大，并由甄别器 D 数字化。甄别器的输出脉冲加到慢符合级 C 上，它的输出用来控制

多道分析器 MCA 的线性门。于是，只有满足两个幅度标准的那些事件才被记入 MCA 中。

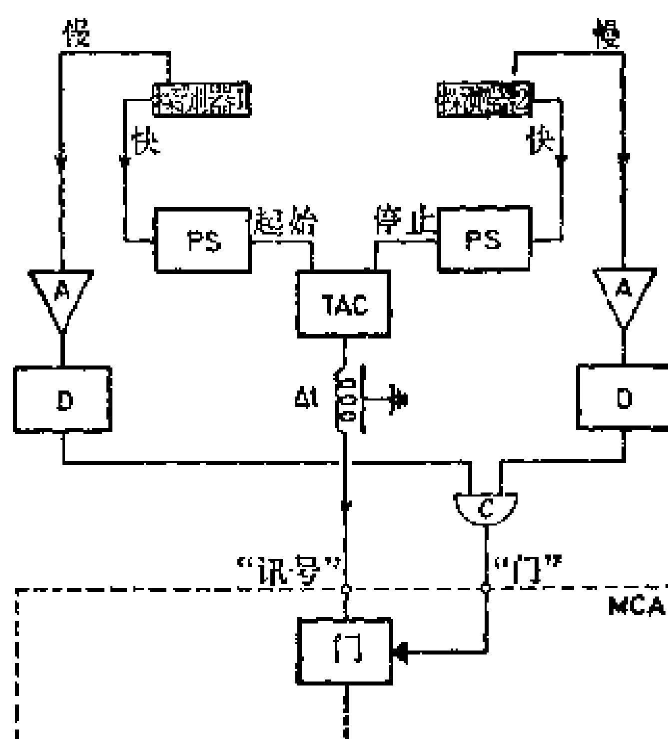


图 5.36　带有时间-幅度变换器的快慢符合装置

由于快速脉冲成形器输出脉冲有随幅度而变的游动，为了获得最高的时间分辨率，必须用甄别器来选择一个很窄的幅度范围。如果甄别器的窗不能选得足够小(比如由于测量时间所限)，则时间-幅度变换器的输出讯号必须作为慢道中实际幅度的函数来进行修正[5.021,5.062]。其原理可用图 5.37 来说明。幅度为 V_T 的变换器脉冲同慢脉冲 V_1 和 V_2 一起加进校正网络 CW 中，CW 产生输出脉冲 V_T^*，其幅度为：

$$V_T^* = V_T + f(V_1, V_2). \tag{5.09}$$

校正函数 $f(V_1, V_2)$ 通常是很简单的。假定起始停止变换器有正比于时间间隔 T 的 V_T，并且限幅器采用前沿定时，则当慢脉冲的幅度增大时，限幅器的输出脉冲相对于释放事件的延时会减小。于是，起始道 1 中幅度的增加将增大时间间隔 T，而停止道 2 中幅度的增大则减小 T。如果甄别器 D 的窗不是太宽，采用线性近似值就足够了，于是(5.09)式变成：

$$V_T^* = V_T - \varkappa_1 V_1 + \varkappa_2 V_2. \tag{5.10}$$

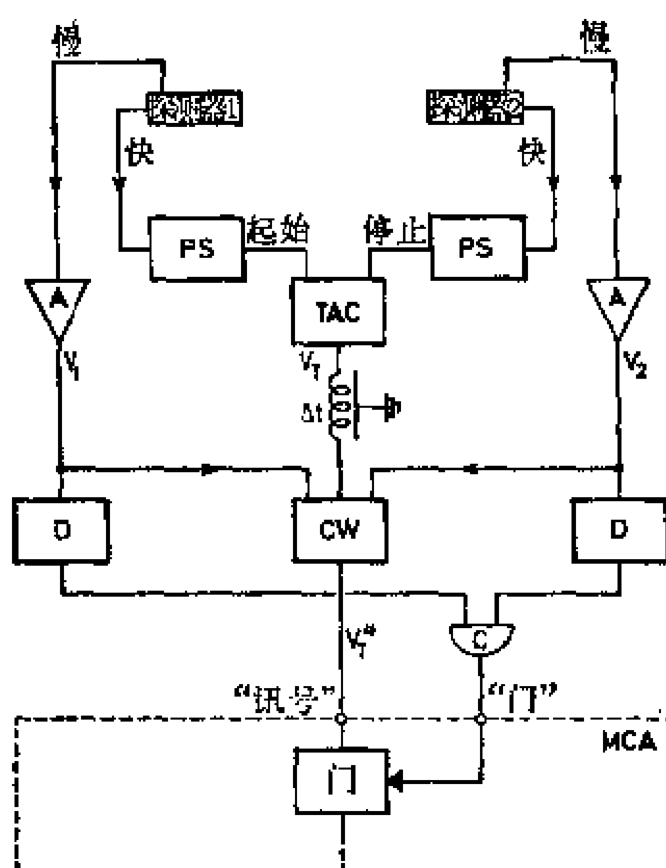


图 5.37　具有校正网络 CW 的快-慢装置 CW 用来修正快速脉冲成形器输出脉冲随幅度而变的游动。

可见，修正作用就在于分别加上和减去两道慢脉冲幅度的一小部分 $\varkappa_1 \approx \varkappa_2$。

罗达(Rodda)等人[5.063]介绍了一个用来实现关系式(5.10)的校正网络，电路仅由一些无源元件组成，所以很稳定(图 5.38)。借助于波段开关和 100 欧电位器，可以从实验中估计出对应最佳分辨率的分数 $\varkappa_1$ 和 $\varkappa_2$。幅度($\varkappa_2 \cdot V_2$)加到变换器讯号 V_T 上，而另一幅度($\varkappa_1 \cdot V_1$)则经变压器倒相后再从 V_T 中减去。无论如何，$\varkappa_1$ 和 $\varkappa_2$ 的最佳调整需经若干次实验才能达到。利用这种装置，罗达等人估计出在不同物质中正电子的寿命精确度达 ±3 微微秒。森(Sen)和佩特罗(Patro)[5.137]介绍了另一种线性近似式(5.10)的校正网络。

蒂伯杰(Thieberger)[5.064]讨论了实现(5.09)式所表示的更普遍的校正函数 $f(V_1 \cdot V_2)$ 的校正电路。

豪泽(Hauser)等人[5,138]把取样示波器的内部电子电路用作一个很快的时间幅度变换器(分辨率 FWHM≈3×10^{-11}秒)。

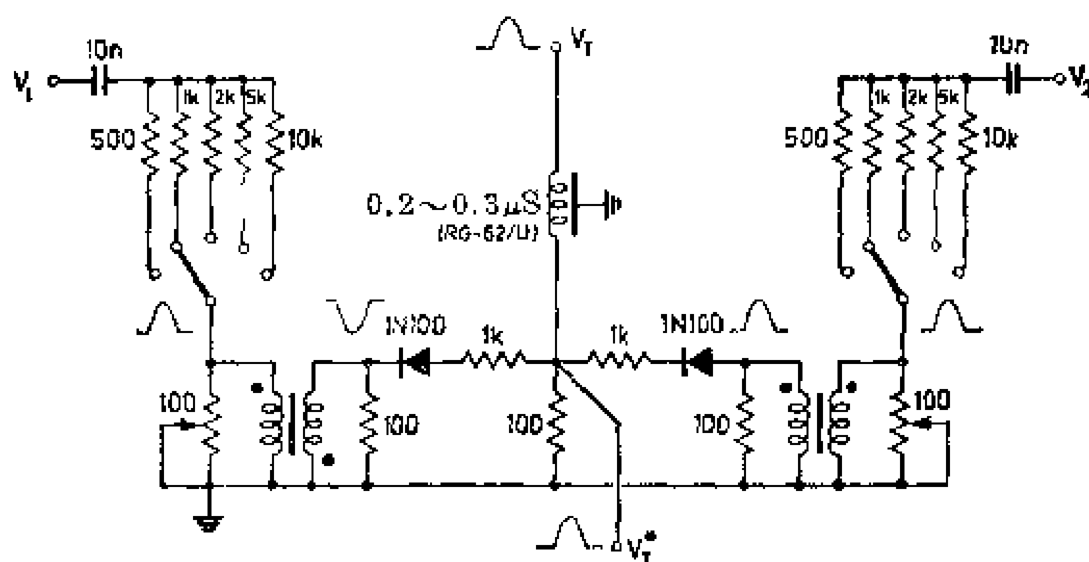


图 5.38 罗达[5.063]介绍的校正网络

5.4.3. 起始-停止变换器

图 5.39 画出了加蒂等人[5.019]所述的起始-停止变换器，该变换器要求输入阶跃电压。在静态时，Q_9 和 Q_{10} 都导通，晶体管 Q_9 用作一个恒流产生器，I_0 的精确值用 500 欧的电位器来调节。电容器 C 放电到 Q_{10} 的饱和电压值，起始阶跃电压通过 Q_8 截止 Q_{10}，于是开始了 C 的线性充电过程。此充电过程要等到停止阶跃脉冲通过发射极跟随器 Q_6/Q_7 截止了 Q_9 时才中断。所以输出脉冲的

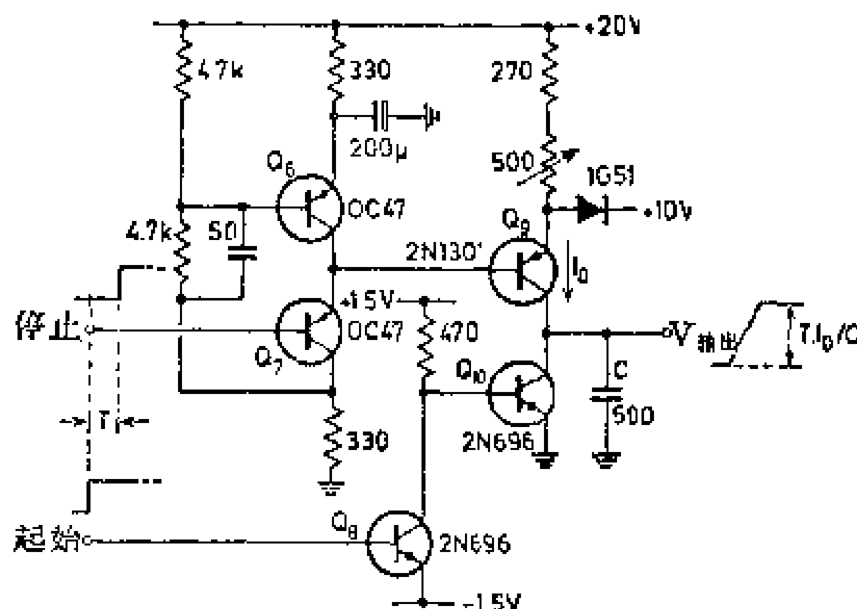


图 5.39 时间范围为 0～100 毫微秒的起始-停止变换器[5.019]

幅度 $T \cdot I_0/C$ 正比于起始停止讯号之间的时间间隔 T。电路中所标出的元件数值是在 $T=0\sim100$ 毫微秒的条件下选择的。当然，在实际计数时，输入的阶跃电压有一个有限的持续时间 $\delta_{起始}$ 和 $\delta_{停止}$，显然 $\delta_{停止}>\delta_{起始}>T_{最大}$ 必须成立（$T_{最大}$ 表示测量范围的上限）。与重叠变换器不同，输入脉冲的实际宽度 $\delta_{停止}$ 和 $\delta_{起始}$ 不会影响输出讯号的大小。

在晶体管通用之前，使用双栅真空管（如 6BN6）来代替晶体管组合 Q_9/Q_{10}[5.065]。迈林（Meiling）等人[5.066] 研究出一种以差分放大器为基础的变换器（图 5.40）。起始阶跃电压破坏了两个电子管之间的电流平衡状态，而与起始阶跃电压幅度正好相同的停止阶跃电压又恢复了这种平衡。这个电流差通过寄生电容 C_p 积分，因为两个有源元件都不需截止，所以这个电路很灵敏，甚至在输入幅度为几毫伏情况下也可工作。但是，输出脉冲的幅度直接正比于起始阶跃电压的幅度，因此后者必须相当恒定。

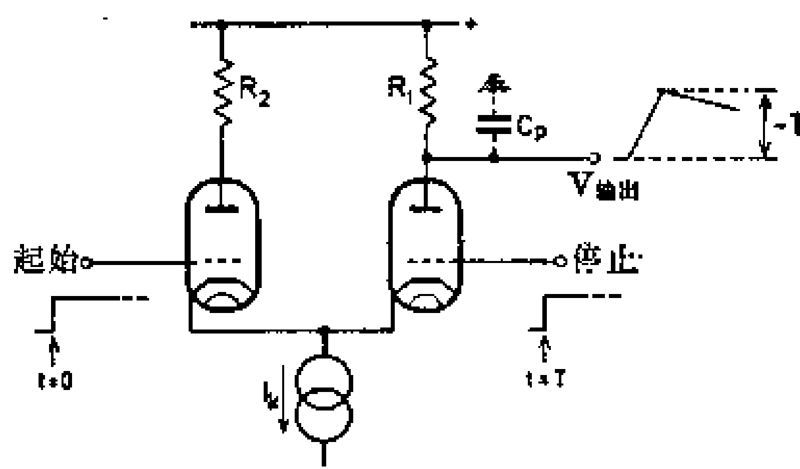


图 5.40　迈林[5.066]介绍的起始-停止变换器

卡利甘（Culligan）等人[5.067] 把起始讯号和停止讯号之间的电流在送入电容器内积分之前先存到一个扼流圈里。奥普赫（Ophir）[5.068] 介绍的这种变换器的工作原理和电路画于图 5.41 中，在 LC 变换器（图 5.41b）里，电感 L 在起始停止间隔 T 期间被连接到一个恒定电压源 V_0 上。通过 L 的电流是时间的线性函数，因此，在时间间隔 T 终了，其值 I_L 是：

$$I_L=V_0T/L. \tag{5.11}$$

在电压源 V_0 由停止讯号断开之后，I_L 通过二极管 D_1 给电容器 C 充电，假定二极管是理想的，则电容器 C 两端的阶跃电压所得到的幅度 V_{LC}，很容易根据各个扼流圈和电容器的能量相等这个条件计算出来：

$$V_{LC}=T\cdot V_0/\sqrt{LC}. \tag{5.12}$$

一般的 C 变换器（图 5.41a）输出幅度 V_c 为 $V_c=T\cdot I_0/C$。由于电子开关仅能通过有限的电流 I_0，因而 V_c 就受到限制。因为在 LC 变换器中，扼流圈电流 I_L 甚至在最大的起始停止间隔 $T_{最大}$ 的情况下，也不可能超过 I_0，所以电压 V_0 受下列关系式的限制：

$$I_{L最大}=V_0\cdot T_{最大}/L=I_0. \tag{5.13}$$

把从(5.13)式中得到的 V_0 代入到(5.12)式中，可算出 V_{LC}/V_C 的比值：

$$\frac{V_{LC}}{V_C}=\frac{\sqrt{LC}}{T_{最大}}. \tag{5.14}$$

显然，对 $T_{最大}$ 较小的快速应用而言，卡利甘的 LC 变换器要比 C 变

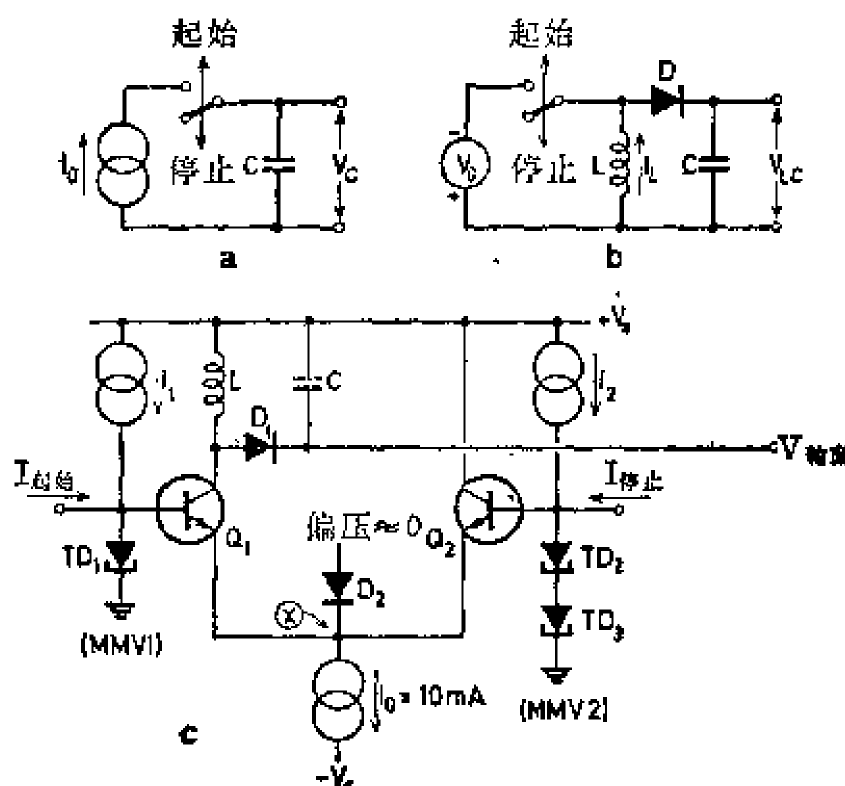


图 5.41a～c　卡利甘[5.067]的 LC 变换器的工作原理（b）和一般的 C 变换器(a)的比较，(c)是奥普赫[5.068]介绍的实用基本电路图

换器好，因为 LC 变换器可以产生较大幅度的输出脉冲。例如，在 $I_0=10$ 毫安，$C=1000$ 微微法和 $L=25$ 微亨的情况下，如果 $T_{最大}\leqslant 25$ 毫微秒，V_{LC} 可以比 V_C 高一个数量级[5.068]。

图 5.41c 中所示的奥普赫 LC 变换器的工作原理如下：在静态时，流过二极管 D_2 的电流 $I_0=10$ 毫安。只要晶体管 Q_1 和 Q_2 总共所流过的电流小于 10 毫安，X 点的阻抗就很低(等于二极管的正向电阻)。最初 Q_1 和 Q_2 截止，起始讯号使 Q_1 饱和，所以 $+V_S$ 和X之间的整个电位差都加在 L 上，电流 I_L 随时间线性增加。更大的停止讯号使 Q_2 饱和，它接收了全部可用电流 I_0，并使 Q_1 截止。由于采用了低阻抗发射极耦合，因而电路有极快的工作速度。

与上面所讨论的电路相反，图 5.41c 所示的变换器不需输入阶跃电压，而仅需短电流脉冲($\ll T_{最大}$)。这些必需有的宽度分别为 $\delta_{起始}$ 和 $\delta_{停止}$ 的脉冲，是通过隧道二极管单稳多谐振荡器 $MM1V$ 和 $MMV2$(在电路图中没有详细的表示出来)产生的。

威伯(Wieber)[5.070] 介绍了一个应用两个很灵敏的 TD 单稳多谐振荡器的 C 变换器(图 5.42)。最初，工作电流 I_0 流经两个二极管 D_1 和 D_2。起始脉冲使二极管 D_1 截止，因此把 I_0 引向电容器 C，使其开始线性放电。停止脉冲也使二极管 D_2 截止，电流 I_0 就流进 $TD2$。只要简单地改变多谐振荡器 $TD1$ 和 $TD2$ 的电容，并改变积分电容 C，就能够测量从几微秒到大约 200 微秒的时间间隔。此电子学系统的分辨率(严格符合试验脉冲分布的 FWHM)等于 6 微微秒。

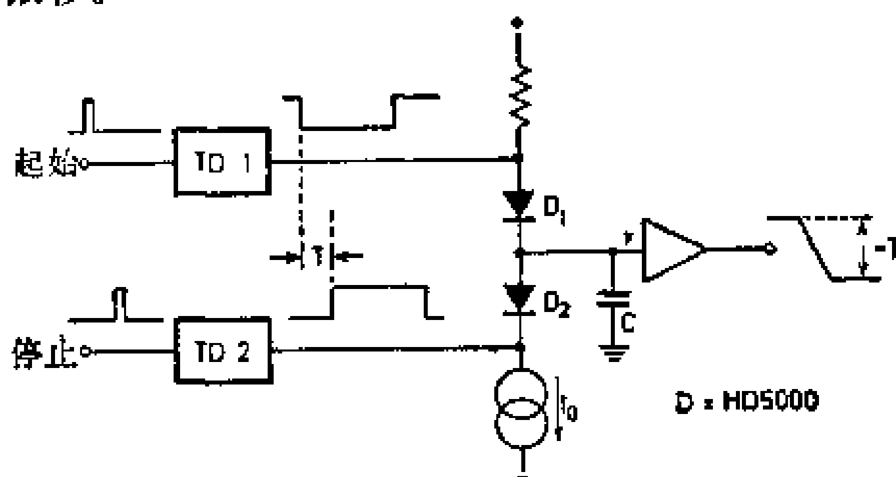


图 5.42 威伯[5.070]介绍的起始-停止变换器

脉冲展宽器——它把起始讯号一直保存到被停止脉冲清除时为止——也能够用来确定起始-停止时间间隔 T。图 5.43 画出了布伦(Brun)等人[5.069] 所设想的轮廓图。起始脉冲通过二极管 D_1 给 C 充电，停止脉冲借助于 Q_2 和 D_2 使 C 放电，输出脉冲在它的幅度标准化之后进行积分，积分器用延迟了 t_D 的停止脉冲来还原。

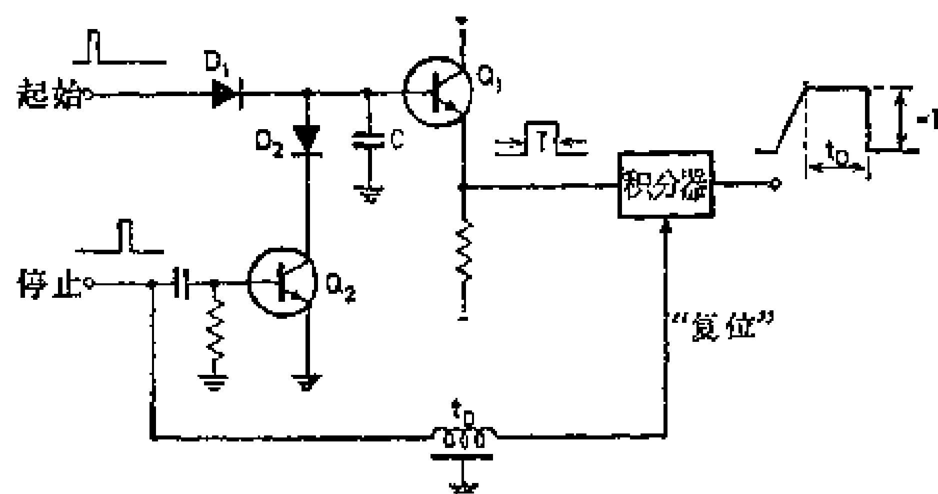


图 5.43　布伦等人[5.069]提出的起始-停止变换器

自快速隧道二极管问世后，人们更喜欢用由起始脉冲置位和停止脉冲复位的 TD 双稳多谐振荡器来确定间隔 T[5.071~5.073]。从触发器得到的宽度为 T 的输出脉冲再用适当的电路进行积分。布拉曼 (Braman) [5.074] 在起始道和停止道中各使用了一个触发器，并且用一个附加的死时间电路来使它们复位。达迪尼 (Dardini) 等人[5.139] 介绍了另一种有两个触发器的时间-幅度变换器。

图 5.44 画出了起始停止变换器的另一种形式。起始脉冲触发一个锯齿波电压产生器 SG，斜坡电压在停止脉冲出现的瞬刻，被一个借助于线性门适当成形的窄脉冲(由脉冲成形器 PS 成形)取样。显然，输出脉冲的幅度正比于时间间隔 T。克里斯琴森 (Christiansen)[5.075] 用带有电子束偏转管 E80T 的电路探讨了这个方案的工作原理。布洛斯(Bloess)等人[5.076] 介绍了一种晶体管化的斜坡变换器。他们所用的斜坡产生器能产生宽度为 70 毫微秒的线性锯齿形电压脉冲。测量范围 $T_{最大}=70$ 毫微秒取决于锯齿形脉冲宽度，据报道用检验脉冲来测试系统的分辨率为 0.1 毫微秒。

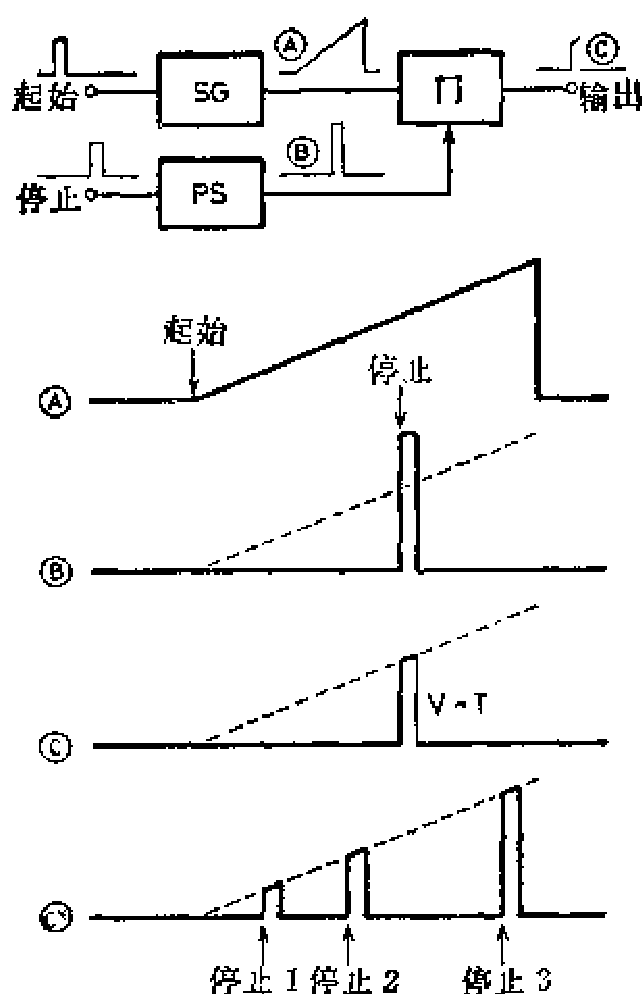


图 5.44A～C　斜坡电压型起始-停止变换器

如果所应用的幅度分析器配备有如图 4.43[5.077] 所示的快速模拟脉冲缓冲存贮器(去随机器)，则斜坡型变换器可认为对每个起始脉冲接受不止一个的停止脉冲。图 5.44 中的 C^* 图表示有三个停止脉冲的情况，这三个输出脉冲的幅度都正比于各个起始-停止间隔。这些脉冲先存进去随机器中，然后进行分析。惠特(White)[5.140] 介绍了另一种有四个脉冲的多停止 TAC 电路。

在上面介绍的所有变换器中，如果在 $T_{最大}$期间内无停止脉冲，则起始脉冲引起的动作必须借助于外部控制电路来终止。这种控制电路通常是由一个连接到变换器输出端的简单甄别器组成，当输出电压超过对应于 $T_{最大}$的电压时，甄别器就有所表示。如果必要的话，采用一个附加的门系统就可阻止由单独的起始事件产生的变换器脉冲进入多道分析器(参见文献[5.078])。

在变换器的起始输入端前面，加一个快速符合级就可以在使变换器动作之前把单独的起始脉冲抑制掉。这种电路是由巴利尼

(Ballini)等人[5.079]提出来的，其结构原理表示于图 5.45 中。停止脉冲的宽度与变换器 TAC 的范围 $T_{最大}$相符，窄的起始脉冲经 $T_{最大}$延迟再加到由停止脉冲所控制的快速"与"门中。显然，仅在 $T_{最大}$之内，起始脉冲后面跟有停止脉冲时，起始脉冲才能够通过门进入变换器。停止脉冲本身在进入变换器之前也必须延迟 $t_D \gtrsim T_{最大}$的时间。而单独的停止脉冲不会产生任何输出脉冲。

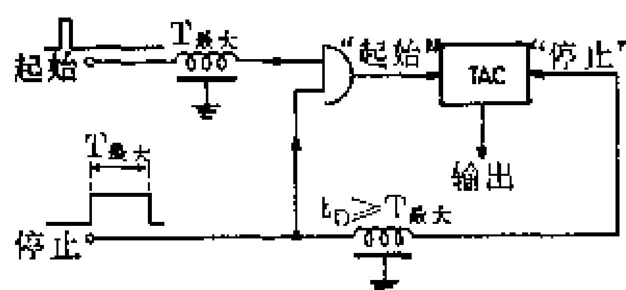


图 5.45　对单独的起始脉冲不响应的起始-停止变换器原理图

韦斯伯杰(Weisberg)等人[5.080,5.081]把图 5.45 所表示的原理运用到一个很紧凑的电路中，图 5.46 表示其方框图。起始脉冲延迟$T_{最大}$后触发一个隧道二极管单稳多谐振荡器 $MMV1$，后者产生一个窄的电流脉冲($\delta_{起始} \ll T_{最大}$)。未经延迟的停止脉冲，经 $MMV2$ 成形为宽度 $\delta_{停止}=T_{最大}$的电流脉冲，两个多谐振荡器的输出电流脉冲，在隧道二极管施密特触发电路的输入端相加，调节 TD 触发电路的触发阈和滞后，使得在双倍脉冲幅度(A 点)作用时触发电路置位，而在低于单个脉冲幅度时(B 点)触发器复位，所以，该触发电路在延迟的起始脉冲和停止脉冲末端之间一直保持置位状态。因为起始脉冲延迟同停止脉冲的宽度完全相符，所以这个时间间隔就准确地等于 T。TD 施密特触发电路的输出脉冲还必须用一个适当的积分电路积分。该变换器的分辨率为几十微微秒。

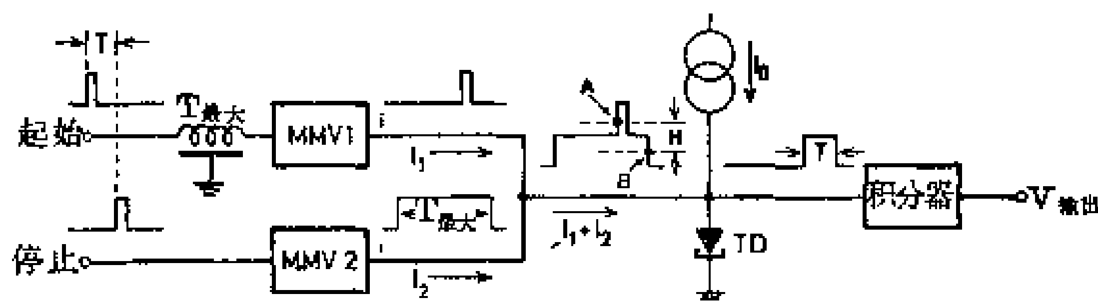


图 5.46　韦斯伯杰[5.081]介绍的起始-停止变换器

5.4.4. 重叠变换器

正如5.4.2节(见图5.35)所述，重叠变换器是从一个具有积分输出的快速符合级得来的。因此，在5.3.2节中介绍的所有符合电路几乎都可以用作重叠变换器，我们选出几个通用电路表示在图5.47和5.49中。

因为输出电压正比于$(L-T)$，所以脉冲宽度L必须很稳定。为此，几乎无例外地采用电缆脉冲成形技术。在格林(Green)等人[5.082]所介绍的电路(图5.47A)中，双栅电子管6BN6被用作混

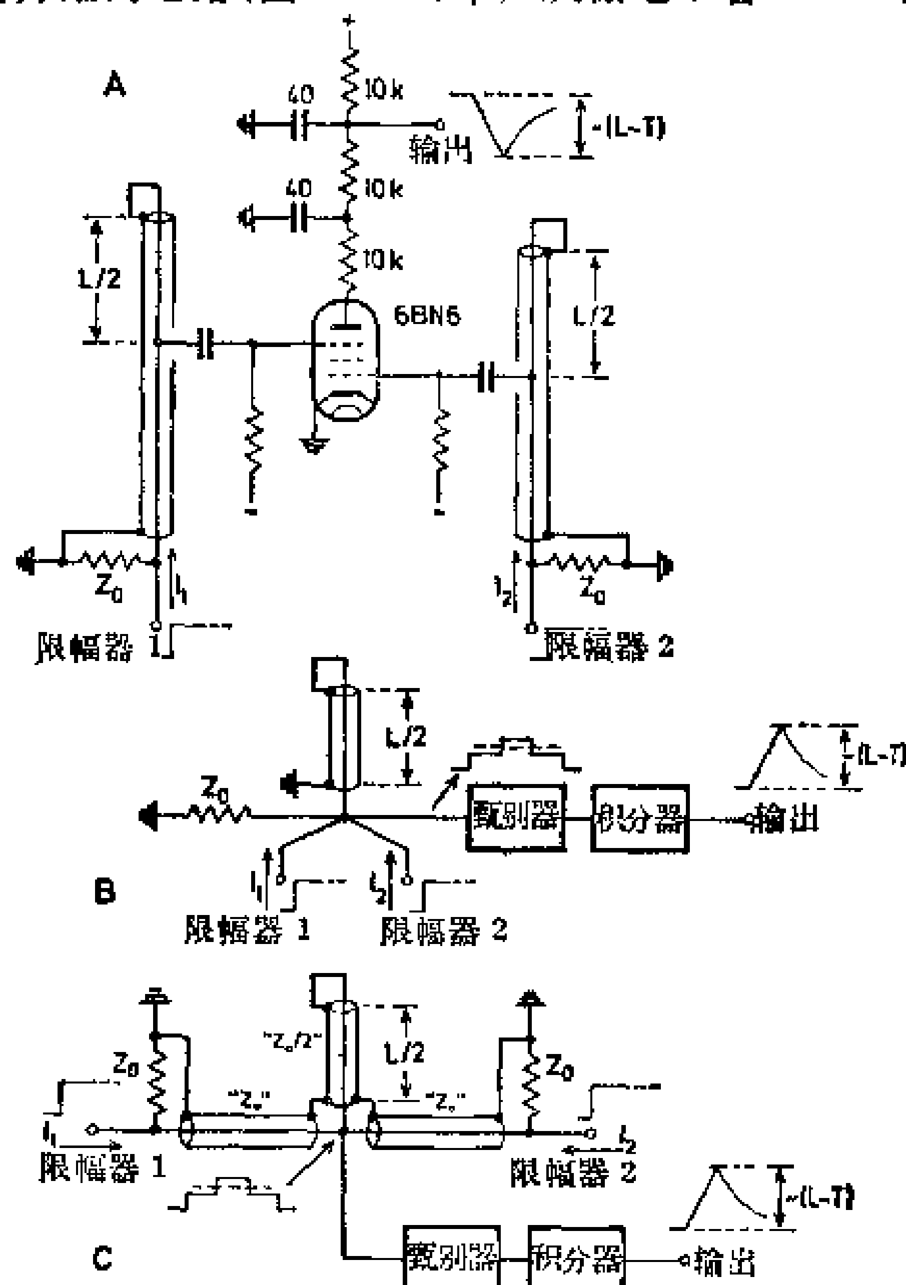


图5.47A～C 格林和贝尔[5.082]的重叠变换器A和两种线性混合型变换器B和C

合器和甄别器。在静止状态下 6BN6 截止，仅在两个正输入脉冲重叠期间，6BN6 流过一个恒定电流，此电流经阳极网络被积分。这种简单的变换器以前是经常采用的[5.083,5.084]。

在戈罗德茨克(Gorodetzky)等人[5.085,5.006,5.086]所介绍的变换器电路中，采用了将来自两个限幅器的两个阶跃电流在长度为 $L/2$ 的短路电缆中相加的办法(图 5.47B)。不过这三种电路在甄别器和积分器的设计上有所不同，例如，荣格(Jung)[5.086] 使用一个偏置五极管 E810F 作为甄别器。在时间间隔($L-T$)内甄别器的输出脉冲截止另一个 E810F，恒定的阳极电流便通过电容器积分。这个系统的分辨率(FWHM)为 4.8 微微秒。

最后一个电路图 5.47C 是从贝尔等人[5.005]（参见图 5.24）所介绍的经典符合电路发展而成的，各电路的区别仍在于甄别器和积分器：森亚(Sunyar)[5.087] 采用一个偏置半导体二极管和寄生电容；而琼斯(Jones)[5.088] 采用一个由两个半导体二极管制成的电流开关，并在运算放大器中对电流进行积分；罗达等人[5.063] 利用一个偏置快速晶体管进行甄别，并将集电极电流脉冲进行积分，他们的详细电路画于图 5.48 中。

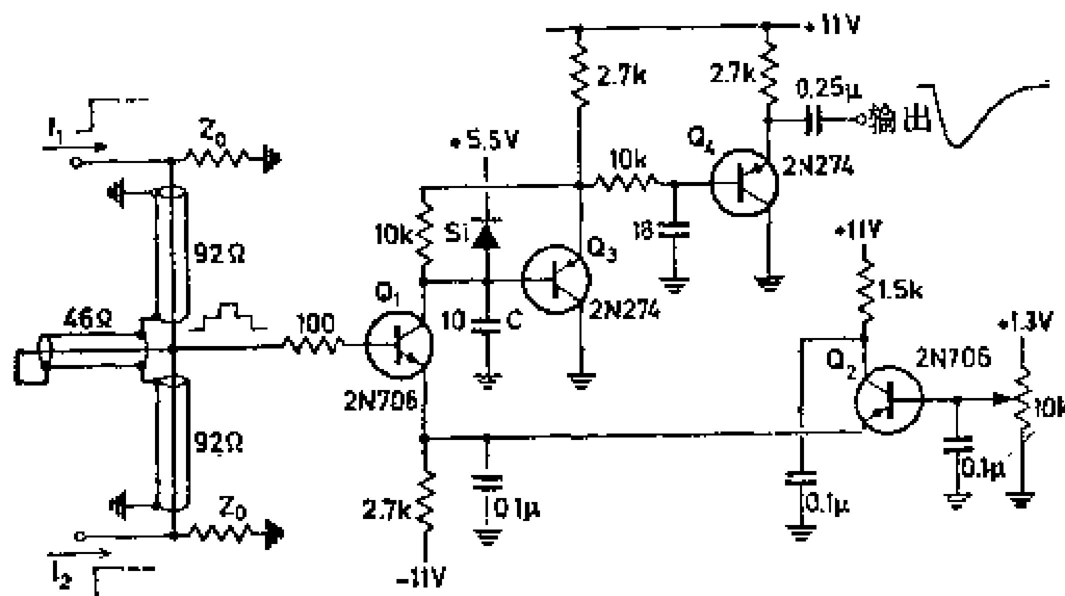


图 5.48 罗达等人[5.063]的重叠变换器

Q_3 的基极电位用一个快速硅二极管 Si 保持在 5.5 伏左右。静

态时，晶体管 Q_1 截止，并且通过发射极跟随器 Q_2 偏置到仅能接收二倍幅度的输入脉冲的程度。Q_1 的集电极电流通过电容器 $C\approx10$ 微微法积分，而积分过程借助于自举反馈电路($Q_3/R=10$ 千欧)线性化。此输出脉冲再由另一个积分器 10 千欧/18 微微法成形并送入发射极跟随器 Q_4 进行放大。由于输出讯号有 −55 微微秒/°C 的温度漂移，所以把整个电路都放在 37.0±0.2°C 的恒温箱里。对于正电子寿命测量误差为几微微秒来说，这个变换器的精确度能够满足要求。

图 5.49 画出了某些配同罗西型非线性混合器工作的变换电路。维格扎克(Vergezac)等人[5.008, 5.089]研究了如图 5.49*A* 所示

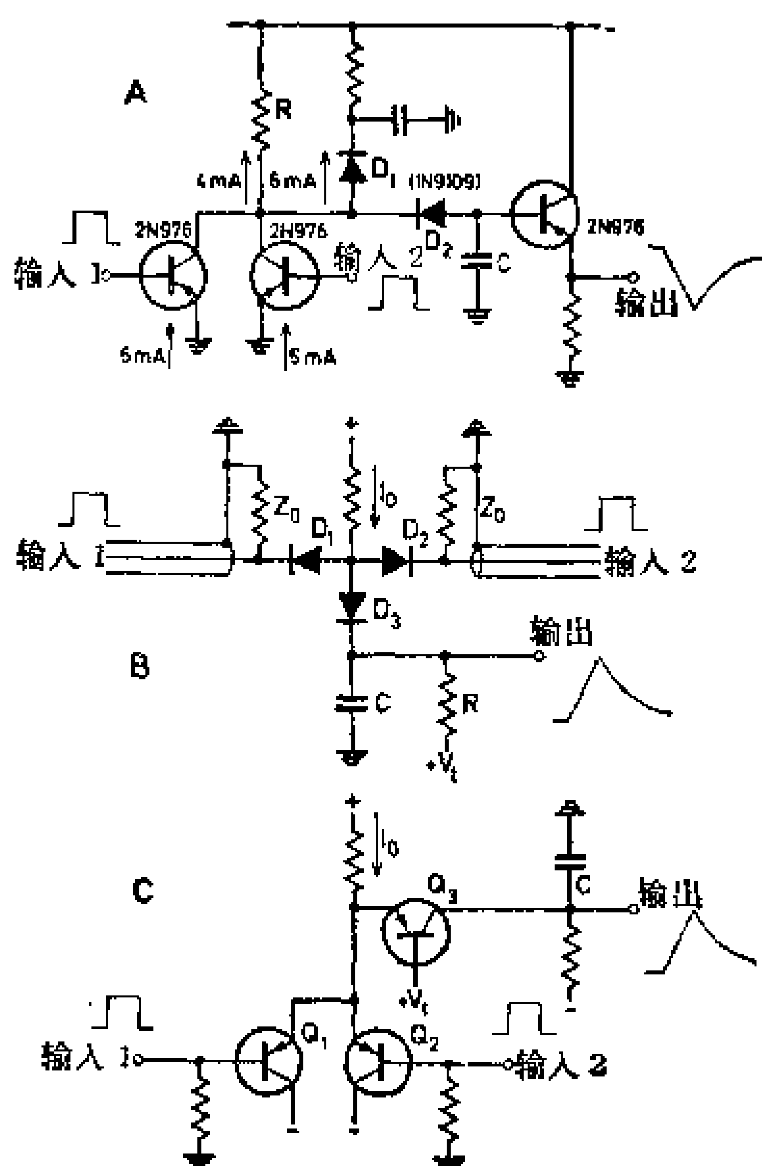


图 5.49*A*～*C*　使用罗西型非线性混合器的重叠变换器

的使用一个加温二极管 D_1 的混合器的特性。两个晶体管的电流在电阻 R(4 毫安)和二极管 D_1(6毫安)之间分流。仅当两个晶体管同时截止,与此同时 D_1 也截止时,4 毫安的恒定电流通过 D_2 流入 C 中被积分。

格林等人[5.090] 提出了一个以二极管"与"门为基础的极简单的电路(图 5.49B)。可以不用偏置二极管 D_3,而用真空管[5.091] 或晶体管[5.092] 作积分甄别器。森和佩特罗[5.141] 还介绍了这种变换器的另一种方案。

最后,应该提到的是西姆斯等人[5.093, 5.094] 所研究的电路,在此电路中,门二极管用晶体管的基极-发射极结来代替(图5.49C)。只要晶体管 Q_1, Q_2 中至少有一个流过恒定电流 I_0, 晶体管 Q_3 就稍微截止($+V_t$)。如果两个晶体管 Q_1, Q_2 都截止, Q_3 便导通,而 I_0 流进积分电容器 C。

重叠变换器的一大优点在于一个单独的起始(或者停止)脉冲不能起动任何变换动作。但是,由于两个输入的对称性,重叠变换器不能区别正延迟和负延迟(即停止讯号在起始讯号之前)。所以必须用某种方法,例如用图 5.50 所示的另一个符合级把负延迟事件消除掉。为简单起见,假定起始脉冲和停止脉冲的宽度均为 L。这两个脉冲在重叠变换器 TAC 中混合,另外,起始脉冲经延迟 L 后同停止脉冲再在符合级 C 中混合。因脉冲宽度是 L,故符合级的分辨时间是 $2L$。显然,符合级只对起始位于停止之前的那些事件

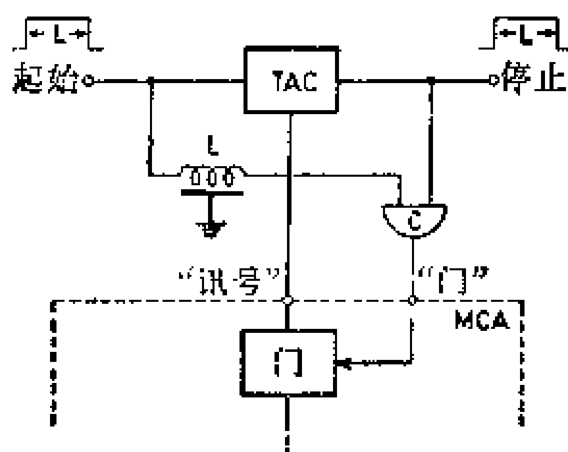


图 5.50 重叠变换器对"负时间间隔"的抑制

产生响应。符合输出讯号控制多道分析器的线性“门”，因此只有正延迟事件才得到分析。

当然，图 5.50 所例示的原理能够用很多方法实现。博尼茨等人[5·095]介绍了一个有趣的电路，该电路把两个相同的混合器用作 TAC 和符合级 C（图 5.51）。二极管 D_1 和 D_2 上加有偏压（$+V_t$）以便抑制单独脉冲，在 1 点和 2 点得到的脉冲幅度对应于各自的重叠部分。而把脉冲 1 加到幅度分析器里，把脉冲 2 用一个阈值很低（$V_D\approx0$）的甄别器加以甄别。这个积分甄别器同电缆混合器一起构成分辨率近似等于 $2L$ 的符合级。

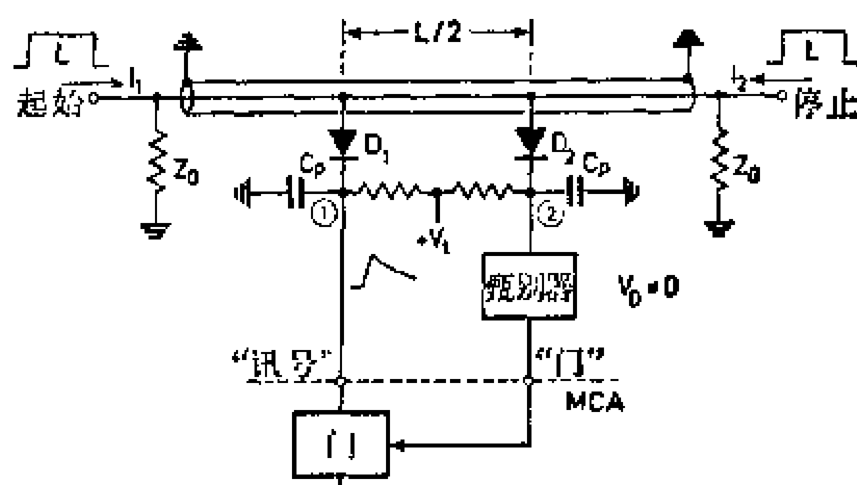


图 5.51 博尼茨[5·095]介绍的抑制“负时间”事件的重叠变换器

5.4.5. 游标尺原理

参照图 5.52 很容易了解游标尺的工作原理。起始脉冲触发一个重复频率为 f_1 的周期脉冲序列发生器，停止脉冲触发另一个重复频率稍高（为 f_2）的周期序列发生器。快符合级指示出起始脉冲序列和停止脉冲序列之间首次符合的瞬间。显然，只要 $0<T<\tau_1$ 成立，这个符合脉冲和停止脉冲之间的时间间隔 T' 便正比于最初的起始-停止时间间隔 T，即

$$T'=T\cdot\frac{\tau_2}{\Delta\tau}. \tag{5.15}$$

其中 $\tau_1=1/f_1$，$\tau_2=1/f_2$ 表示两个脉冲序列的周期，而 $\Delta\tau=\tau_1-\tau_2$。因为 $\Delta\tau\ll\tau_2$，所以就可把时间间隔 T 显著扩大。游标尺技术可采

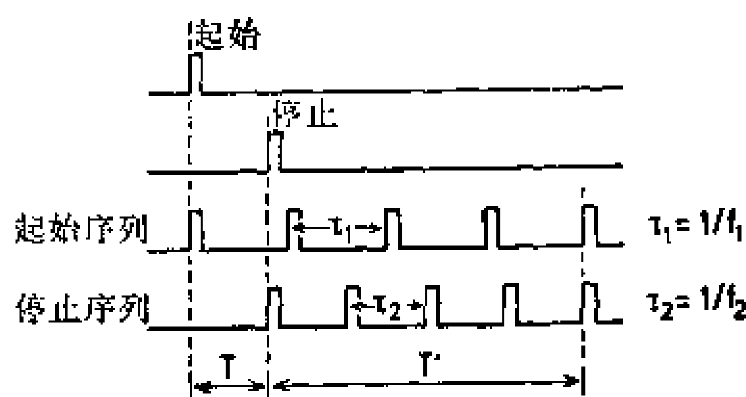


图 5.52　游标尺原理

用两种方法来计算时间间隔，或者是把间隔$T' \gg T$用作一般时间-幅度变换器的输入量值，最后用脉冲幅度分析器来分析，或者是充分提高扩展系数T'/T，以便采用5.4.1.节所述的技术直接使T'数字化。在第二种情况下，两个脉冲序列中的任何一方都可用作时钟脉冲。所以，例如为了得到T'的数字等值，只要对停止脉冲序列计数就够了。从消除只有起始脉冲的事件的意义上来说，宁愿计数停止脉冲而不计数起始脉冲[任何序列的第一个脉冲(划虚线的)都不能被计数]。

图5.53画出了科廷尼和加蒂[5.096]最初安排的方框图，此电路利用谐波发生器代替脉冲序列发生器。起始脉冲和停止脉冲分别触发频率为$f_1=20$兆赫和$f_2=20.2$兆赫的两个谐振电路$OSC1$和$OSC2$。在混合器M中，实现了两个波的叠加。周期为5微秒的叠加波的过零点精确指出了两个波相位差消失(两个相应半波的"符合")的瞬刻。过零瞬刻借助于过零甄别器ZCD来指示。被放

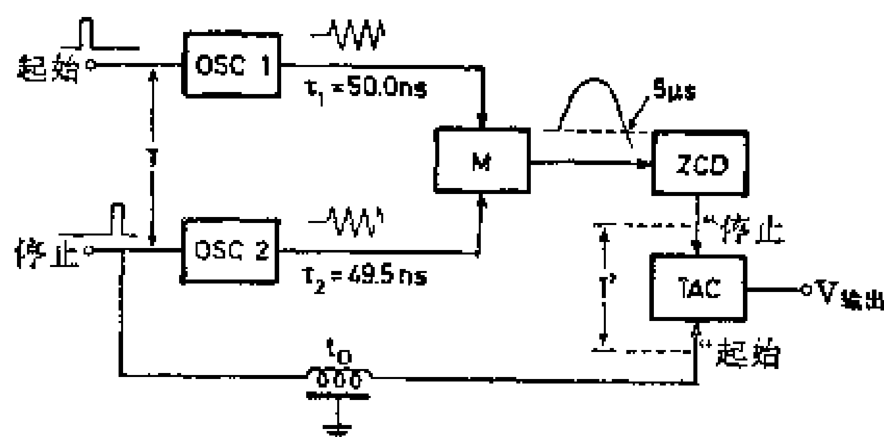


图 5.53　游标尺编码器[5.096]

大的时间间隔 T' 采用慢速时间-幅度变换器 TAC 进行分析，其扩展系数等于 100。小的延迟 t_D 用以修正各个电路的内部延迟。

有不少人研究过游标尺技术，最近博尼茨等人还评述了有关论文[5.048,5.097]。以图 5.53 所示的测量相位差的方法为基础的游标尺原理，也可在时间间隔的直接数字编码过程中用来求内插值(参看 5.4.1. 节和文献 [5.098, 5.099])。利用这种技术可以得到无限多的道数和小到 50 微微秒的道宽[5.047]。

游标尺内插技术也可以用来对威尔金森幅度-数字编码器的选通脉冲(D)进行快速数字编码，这样就得到频率(例如)为 1/50 微微秒＝20 千兆赫的等效振荡器 E 的频率。

利非弗(Lefevre)等人[5.100]用一种通称为“游标延时器”的两个环形振荡器组成的装置实现了游标尺技术(图 5.54)。此装置工作原理如图 5.52 所示。环形振荡器由一根延迟电缆和一个也能再生循环脉冲的门电路组成。起始脉冲和停止脉冲读到各自的延迟回路里，并分别以 $\tau_1=300$ 毫微秒和 $\tau_2=299$ 毫微秒的周期循环，直到快速符合级 C 指出它们符合并通过关闭门电路清除电缆回路时为止。脉冲在停止回路中的循环次数用数字定标器计数，从而得出 T(“地址”)的数字等值。道宽由 $\Delta\tau=\tau_1-\tau_2=1$ 毫微秒

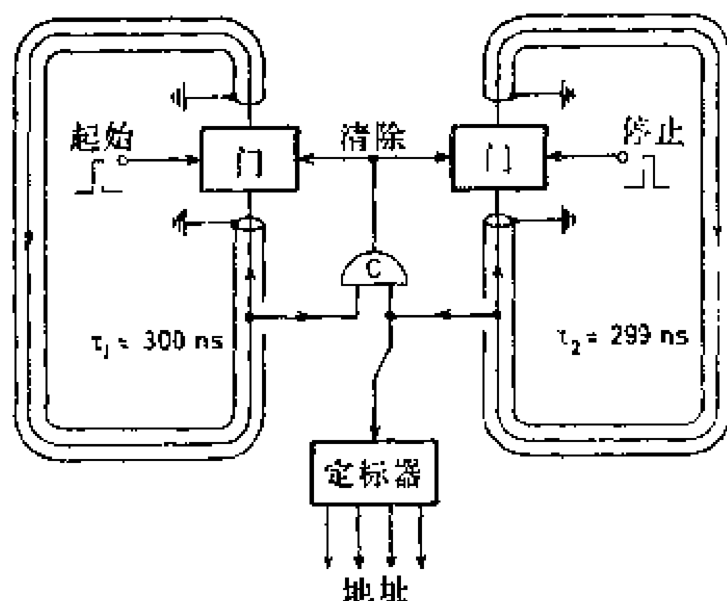


图 5.54　游标尺延时器[5.100]

来确定，道数为300。但是，由于附加了256数字定标器，所以仅用了256道。此装置的精确度取决于循环周期的稳定性。文献[5.048, 5.097]评述了游标尺延时器电路的进展问题。

按照图5.52原理工作的游标尺电路的测量范围$T_{最大}$由周期τ_1限制，因而道数被限制于$\tau_1/\Delta\tau$。但如把起始脉冲序列用作时钟以初步估计时间间隔，随后用游标尺技术进行内插，测量范围可扩展到超过τ_1(图5.55)。起始脉冲序列用定标器计数直到停止脉冲到来为止(“粗略测量”)。此后，停止脉冲序列用另一个定标器计数到指出符合时为止(“内插”)。克雷斯韦尔(Cresswell)等人[5.101]介绍了一个变换频率约为200兆赫、道宽为0.5毫微秒(1:10内插)的装置。

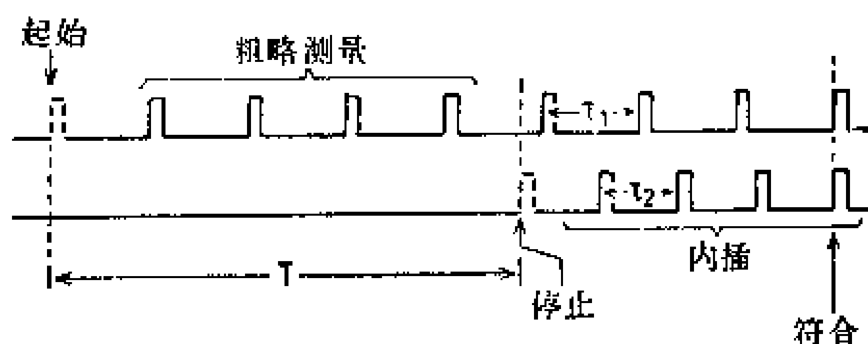


图5.55　采用游标尺技术的时钟脉冲间隔内插法

5.5. 辅助电路

掌握一些能检查时间-数字变换器和测量时间分辨率、积分线性、微分线性的仪器是很必要的。

把从检验脉冲发生器来的脉冲通过不同长度的延迟线加到两个电路的输入端，即可测得符合级的分辨率和变换器的积分线性。为方便起见，最好使用长度连续可变的延迟线。这种延迟线及整个测试设备的方框图画于图5.56中[5.102]。

从快脉冲发生器来的检验脉冲由一根50欧同轴电缆分头进入$Z_0=100$欧的两根敞开的延迟线里，此延迟线本身又用作符合级或变换器的两个限幅器的输入端。在敞开的延迟线的整个长度

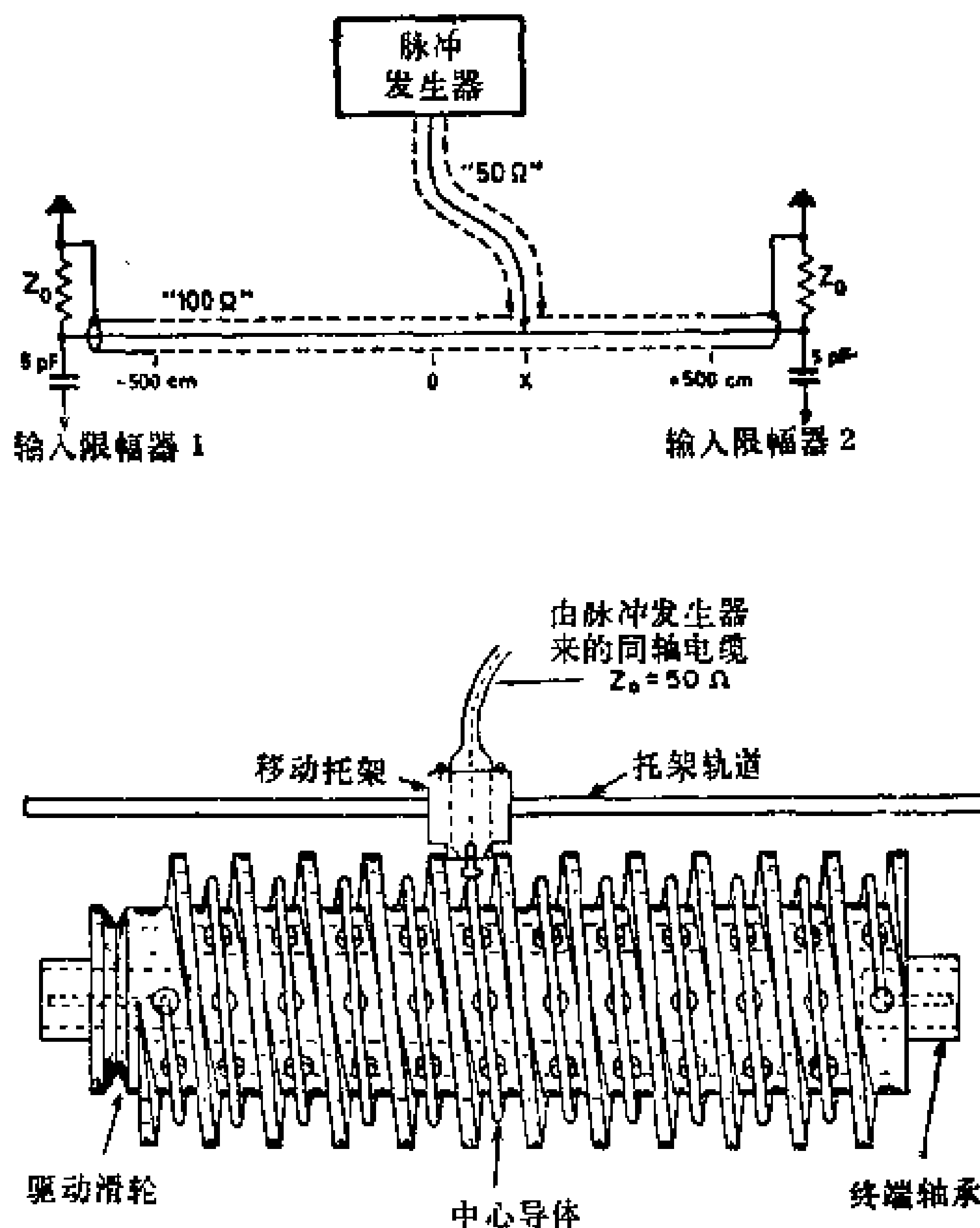


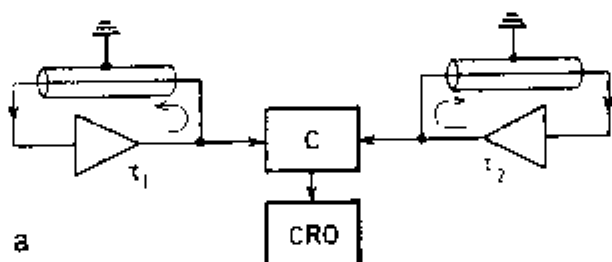
图 5.56　长度连续可变的延迟线[5.102]

上(10 米)，通过移动电缆的连接点，延迟线的左边和右边部分的相对长度可以改变 50 毫微秒。螺旋形延迟线是用一根黄铜圆柱体或者铝圆柱体铣制成的，测得凹槽截面积为 11×11 毫米^2。中心导体(直径为 2 毫米的铜导线)用间隔为 60° 的有机玻璃螺纹接柱支撑着，而中心导体到凹槽底面的距离是 4.8 毫米。图中仅仅表示出移动托架的中心滑动接点，另外还有两个接到槽的边缘的滑动接头没有画出。这个电缆接点相对位置的机械重复性误差小于 1 毫米，即小于约 1 微微秒。延迟与可动托架位置有着非常好的线性关系，它的绝对线性偏差为几十微微秒。

因为延迟线与长度有关的衰减会影响脉冲幅度和形状，从而

可造成附加的误差，故重要的问题是要把分成两支并经延迟的检验脉冲注入到限幅器的输入端(或到另一些脉冲成形电路的输入端)而又不延迟已经过可变长度延迟线成形的限幅脉冲。

韦伯[5.103]研制了一种检验符合级的简单方法，此法特别适合于检验大量的同类电路(图5.57)。两个环形振荡器频率(频率用电缆长度固定，因而可把它看作是很稳定的)相差百万分之几，所以$\tau_1 \approx \tau_2$。两个振荡器的输出脉冲加到符合级C的输入端。符合级或者混合器的输出脉冲显示在阴极射线示波器CRO的荧光屏上，它的时基与两个脉冲序列的叠加频率同步。由于两个振荡器($\tau_1 \approx \tau_2$，但是$\tau_1 \neq \tau_2$)不同步，每一符合(即每次循环)脉冲就有$\Delta\tau = \tau_1 - \tau_2$的相对偏移。因此，该装置能自动改变检验脉冲的相对延迟，此装置通常需要人工操作。所以显示在CRO的荧光屏上的这些脉冲的包迹直接给出了混合器分辨曲线$V_M(t_D)$(参看图5.18)。时间标尺由两个相邻脉冲之间的间隔$\Delta\tau$确定，在图5.57里$\Delta\tau = 50$微微秒。"道宽"$\Delta\tau$必须借助于标准频率计精确测量两个振荡器频率$1/\tau_1$和$1/\tau_2$来确定。



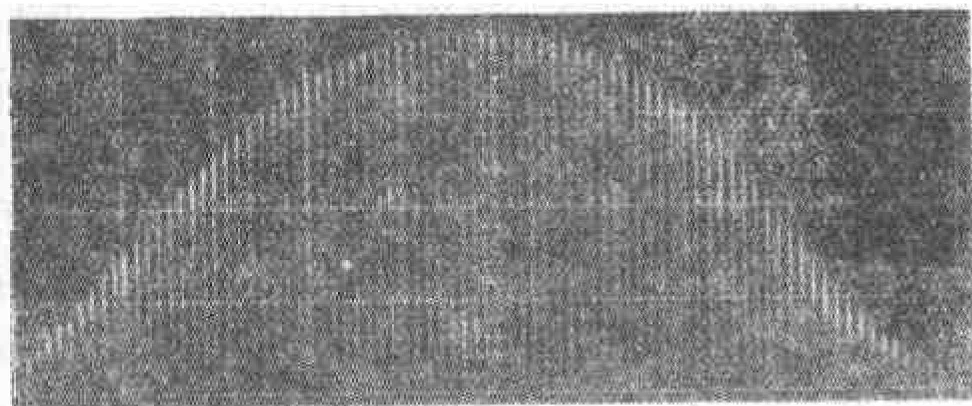


图 5.57 a 和 b　韦伯[5.103]介绍的测试装置的工作原理和典型的 CRO 显示(道的间距为 50 微微秒)

将两个不相关的统计脉冲序列(例如从两个独立源-探测器系统来的脉冲)加到起始和停止的输入端,即可顺利地测得时间数字变换器的微分线性。0 和 $T_{最大}$ 之间的偶然符合的时间间隔分布必须是常数。其中一个统计脉冲序列可用周期讯号来代替[5.071,5.104,5.142]。

最后,简短地讨论一下关于过零脉冲成形器调节问题的两篇文章。赛弗里德(Seryried)等人[5.105]把幅度调制在 $V_{最小}$ 和 $V_{最大}$ 之间的周期脉冲加到放大器的输入端,其后接一个过零甄别器,甄别器的输出脉冲显示在 *CRO* 的荧光屏上,时基同检验脉冲频率同步。当适当地调节过零阈值时,尽管有幅度调制,甄别器的输出脉冲也无起伏,而 *CRO* 的图象是明晰的。当过零阈值失调时,脉冲的前沿就变得模糊不清。

兰考(Langkau)[5.106]介绍了一个类似的设备,用任何一台阴极射线示波器都很容易即时做成此设备,而且它直接给出与触发延迟成正比的直流电压指示。

基斯勒(Kiesler)等人[5.143]探讨了测量同轴电缆延迟线延迟的可靠性问题。弗兰克等人[5.144]研制了一个简单的延迟电路。在此电路中,输入脉冲触发一个斜坡产生器,当斜坡电压到达一个预选值时就产生输出电压。只要简单地改变斜坡的斜率,延迟就能在 10 毫微秒和 100 微秒之间变化。贝克等人[5.145]讨论了时间-幅度变换器的校准问题,纳多(Nadau)等人[5.146]讨论了多重符合系统的校正问题。

6. 数字电路

在前几章中我们已经指出过，为在数字编码过程中最佳地保留脉冲所载信息，从辐射探射器来的讯号应如何成形、放大和进行其它处理。本章和下一章将讨论数字脉冲（每一个这样的脉冲仅包含一个二进制信息单位的最小信息量）的处理问题。具体地说，我们现在要撇开表征核物理的讯号处理问题而转入到工业电子学领域，特别是计算机领域中去。

关于数字电子学，已经发表过许多综合性的评论及教科书，例如文献[6.001～6.007，6.068]。详细地讨论基本数字电路，已经超出本书的范围，但由于两个原因，我们还免不了要对数字电子学进行简短的论述。第一个是教学方面的原因：如果没有对数字技术的基本了解，讨论数字的数据处理设备是不可能的，缺少本章会大大影响对全书的理解。第二个是历史方面的原因：在具有高时间分辨率的快速触发器问题上，从核电子学入门通常比从计算机技术入门更容易。其原因是，在核电子学中，触发器仅起着计数的作用（反复触发器），而在计算机技术中，触发器却具有更普遍的性质。因此，我们必须介绍这些专门的核计数器电路。

除去少数例外，在这个数字电路的简短引言中只介绍一些评论性文章及教科书供大家参考。

"数字"这个概念的含义，通过与"模拟"这个概念对比的方法，可以更好地说明。模拟即意味着某个给定值仅用一个刻度来表示（如仅用一个电压值表示）。在一个有限刻度范围内，能够标出的不同数值的最大数目 n 取决于仪器指针读出位置的精确性（或者测量此特定电压值等的精确性）。例如，当刻度的分辨率为测量范围的 1% 时，$n=100$。故指示器指针的任何一个特定位置就代表一个信息值 I。若用二进制信息单位量度[6.008]，其值为：

$$I=\log_2 n. \tag{6.01}$$

然而,同一信息 I 也可用子分度不那么精细的几个刻度来表示。正如从(6.01)式很容易看出的，当用 m 个刻度表示时，其子分度数(精确度的倒数)应是 $n^{1/m}$(见图 6.01)。这种用几个刻度来表示一个信息的方法称为数字表示法。

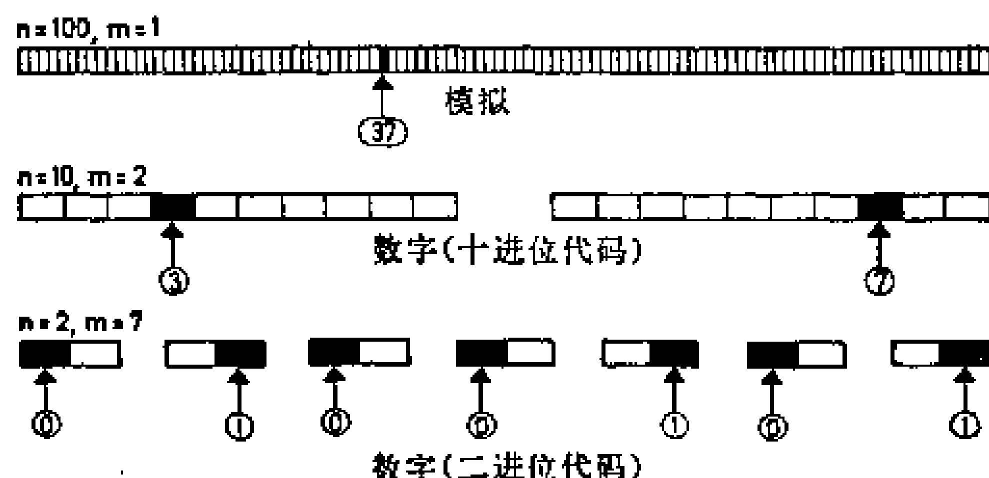


图 6.01　数 37 的模拟和数字表示法

我们必须评价一下这种表示法的经济性。根据威纳(Wiener)[6.009]的看法,制作一个刻度所需的费用，可以假定正比于它的子分度数 n，或更恰当地说，是正比于$(n-1)$，因为 $n=1$(没有子分度)的刻度是无意义的。因此，采用单个刻度表示的模拟表示法的成本 A_1 为:

$$A_1=c(n-1). \tag{6.02}$$

同一信息采用 m 个刻度表示的数字表示法的成本为:

$$A_m=m\cdot c(n^{1/m}-1). \tag{6.03}$$

当 $m\to\infty$ 时,也就是说,数值用没有任何子分度($n^{1/m}=1$)的无穷多个刻度表示时(这是不可能的)，A_m 有一最小值。最接近这个理论最佳值的方法是二元表示法,这种表示法的刻度只有两个数值区(是-否)。实际上,物理开关的二元特性(导通、截止)也使得采用二元表示法最为有利。因此,“数字”这个词通常只用在“二元数字”,即代表信息的讯号只有两个可能值这一狭窄的意义中。

6.1. 基本数字电路

6.1.1. 布尔代数基础,门

数字电子学是处理二元讯号的，讯号的两个可能值用符号 0 和 1 表示。在任何系统中，必须先规定好与逻辑 0 及逻辑 1 相对

应的电流或电压值的范围。图 6.02 画出了这样一种规定法的实例。在此，1 相应于电压 $V \geqslant 2$ 伏，0 相应于电压 $V<2$ 伏。为使 0 和 1 在有噪声、假讯号等存在时也能清楚地区分开来，在 0/1 边界的两侧留下了一个安全区。这个安全区的宽度必须大于预期的最大噪声讯号的幅度，当然，它不一定要对称分布于 0/1 边界的两侧。例如在图 6.02 中画出了 1 相当于 $V \geqslant 3$ 伏，而 0 相当于 $V \leqslant 1$ 伏的实例。此外，与 0 及 1 相对应的电压范围的下端 ($V_{最小}$)及上端($V_{最大}$)要受所用电路元件最大额定值所限制。

0 和 1 除用电压表示外，也可用电流讯号来表示。两者混合表示也可以，例如 1＝输入电流＞阈电流 I_0；而 0＝输入电压＜阈电压 V_0。

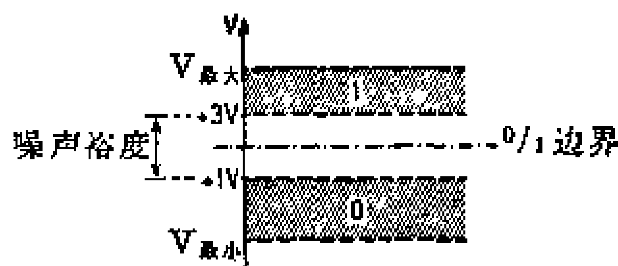
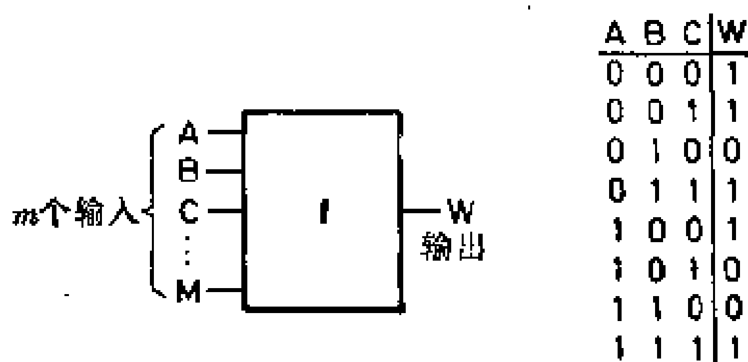


图 6.02　逻辑 0 和逻辑 1 的定义(例)

$V_{最小}$ 及 $V_{最大}$ 的值由元件额定值给定

若电压域 1 比电压域 0 更正，则此表示法称为正逻辑(例如图 6.02)；若 0 比 1 更正，则称为负逻辑。



A	B	C	W
0	0	0	1
0	0	1	1
0	1	0	0
0	1	1	1
1	0	0	1
1	0	1	0
1	1	0	0
1	1	1	1

图 6.03　一般的数字电路和有三个输入端电路的真值表实例

图 6.03 画出了最普通的数字电路，它由 m 个输入和一个输出组成。输出讯号 W 是所有输入讯号的一般性函数：$W=f(A, B, \cdots, M)$。由于输入讯号的二元性，输入讯号仅有 2^m 个不同的组合。因

此，函数 f 可以用一个具有 2^m 行的分立表格来表示，此真值表指出对应于输入讯号的每种组合，希望得到的输出讯号 W 的值。图 6.03 画出了 $m=3$ 这样一种真值表的实例。但当 $m>3$ 时，这种真值表表示法就不能使人一目了然了。

乔治·布尔(George Boole)(1815～1864)曾探讨了一种对二元变量系统适用的计算法则，他的代数学奠定了现代逻辑计算法的基础。此计算法后来又被香农(Shannon)[6.010]应用到数字网络中。韦赫(Weyh)[6.011]曾对布尔代数作过简单介绍。现将布尔代数的基本原理评述如下：

运算	符号	真值表	电路	符号(m>2)
逻辑非	A, W=Ā	A | Ā 0 | 1 1 | 0	反相器	
逻辑乘	A, B, W=A.B	A B | A.B 0 0 | 0 0 1 | 0 1 0 | 0 1 1 | 1	"与"门	A, B, M, W
逻辑加	A, B, W=AvB	A B | AvB 0 0 | 0 0 1 | 1 1 0 | 1 1 1 | 1	或"门	A, B, M, W

图 6.04　基本逻辑代数运算的定义

布尔代数规定了三种基本运算——逻辑非、逻辑乘和逻辑加。它们的真值表罗列在图 6.04 中。实现这些运算的相应电路分别称为"反相器"，"与"门及"或"门。逻辑乘的定义可以推广到两个以上的输入：$W=A\cdot B\cdot C\cdots M$(读作 W 等于 A 与 B 与 C 与 $\cdots M$)，即当所有的输入变量都为 1 时，W 才等于 1。逻辑加也可推广为：$W=A\vee B\vee C\vee\cdots\vee M$(读作 W 等于 A 或 B 或 C 或 $\cdots M$)，即输入变量中若有一个等于 1，则 W 等于 1。根据这三种基本运算，还可构成一些更复杂的函数。

图 6.05 画出了一些常用的"与"门及"或"门同反相器的组合

形式。带有反相输出的“与”门称为“与非”门(与＋非)，带有反相输出的“或”门称为“或非”门(或＋非)。为简单起见，把需要加以反相的一个或一个以上输入或者输出用一个黑点表示。

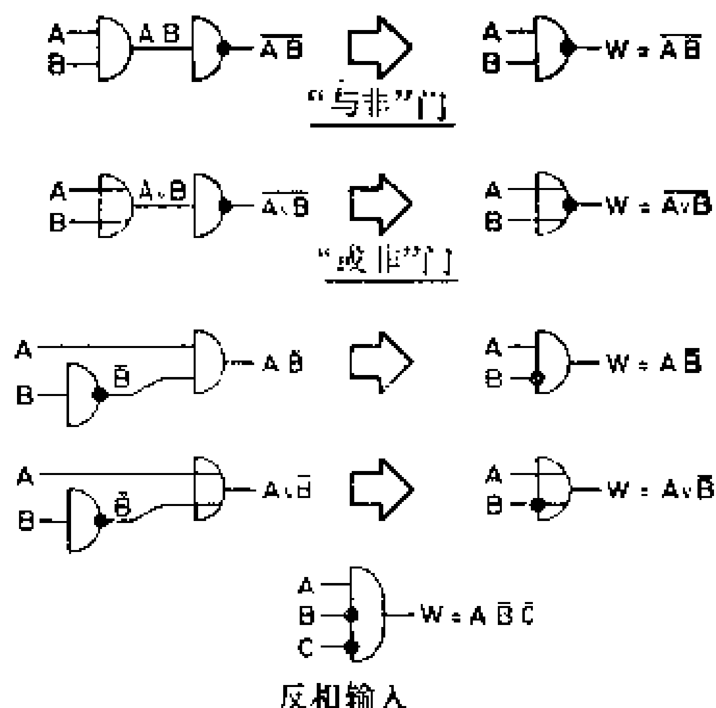


图 6.05 “与非”门和“或非”门，反相输入

图 6.05 的最后一行画出了用来实现函数 $W=A\cdot\bar{B}\cdot\bar{C}$ 的门，仅当输入变量的组合($A\cdot B\cdot C$)等于(1, 0, 0)时，W 才等于1。显然，对于输入变量值的任何给定组合，总可以找到一个具有相应反相输入端的“与”门，使其输出正好表明此特定组合的存在。只需将那些变量等于 0 的输入进行反相即可。利用这个原理，任何真值表都可以用这三种基本运算来表示，而相应的逻辑电路可以用“与”门，“或”门和反相器构成。这里，每种导致 $W=1$ 的组合(即表的每一行)都可用“与”门实现，而后将各个“与”门的输出在一个“或”门中进行混合。例如，图 6.03 的真值表给出：

$$W=\bar{A}\cdot\bar{B}\cdot\bar{C}\vee\bar{A}\cdot\bar{B}\cdot C\vee\bar{A}\cdot B\cdot C\vee A\cdot\bar{B}\cdot\bar{C}\vee A\cdot B\cdot C, \qquad (6.04)$$

它可以用图 6.06 所示逻辑电路来实现。象 (6.04) 式这样的表达形式叫做逻辑加的标准形式。原则上，对于由真值表形式所给出的每个问题，使用逻辑加的标准形式都可以综合出相应的逻辑电路。

但是，逻辑加的标准形式在大多数场合下是比较庞杂的。故有必要利用基本的逻辑规则作一些简化。布尔代数的基本规则非常简单：

$$X\cdot 1=X, \qquad X\vee 1=1,$$
$$X\cdot 0=0, \qquad X\vee 0=X,$$
$$X\cdot X=X, \qquad X\vee X=X,$$
$$X\cdot\bar{X}=0, \qquad X\vee\bar{X}=1, \qquad \overline{(\bar{X})}=X,$$

$$\left.\begin{array}{l} X\cdot Y\cdot Z=Y\cdot X\cdot Z=Z\cdot Y\cdot X=\cdots\cdots \\ X\vee Y\vee Z=Y\vee X\vee Z=\cdots\cdots \end{array}\right\}\text{交换律,}$$

$$\left.\begin{array}{l} (X\cdot Y)\cdot Z=X\cdot(Y\cdot Z)=X\cdot Y\cdot Z \\ (X\vee Y)\vee Z=X\vee(Y\vee Z)=X\vee Y\vee Z \end{array}\right\}\text{结合律,}$$

$$\left.\begin{array}{l} X\cdot(Y\vee Z)=(X\cdot Y)<(X\cdot Z) \\ X\vee(Y\cdot Z)=(X\vee Y)\cdot(X\vee Z) \end{array}\right\}\text{分配律。}$$

括号标出了需要首先运算的项，例如 $A\cdot(B\vee C)$；$(A\cdot B)\vee C$。但因逻辑乘要优先运算，故“与”运算的括号可省去：$(A\cdot B)\vee C=A\cdot B\vee C$。与代数运算规则对照，“与”运算再演了普通乘法，而“或”运算再演了普通加法。但有一个重要的例外：在布尔代数中，分配律对两种运算都保持有效。

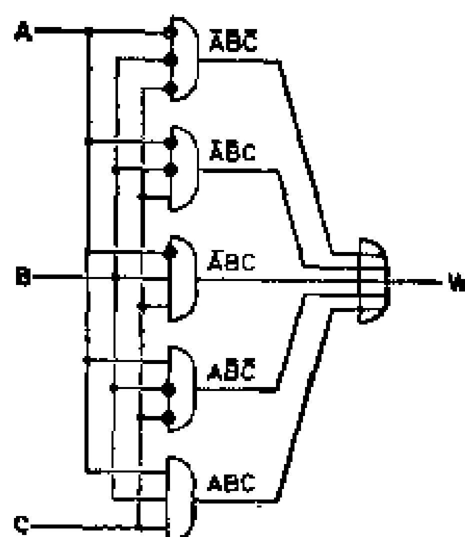


图 6.06　用基本的门表示逻辑函数 W(6.04)

作为运用逻辑运算规则的一个例子，我们利用这些基本规则来推导关于逻辑加的分配律表达式：

$$(X\vee Y)\cdot(X\vee Z)=X\cdot(X\vee Z)\vee Y\cdot(X\vee Z)=$$
$$=X\cdot X\vee X\cdot Z\vee Y\cdot X\vee Y\cdot Z=X\vee X\cdot Z\vee X\cdot Y\vee Y\cdot Z=$$
$$=X\cdot 1\vee X\cdot Z\vee X\cdot Y\vee Y\cdot Z=X\cdot(1\vee Z\vee Y)\vee Y\cdot Z=$$
$$=X\cdot 1\vee Y\cdot Z=X\vee Y\cdot Z.$$

因此 $X\vee(Y\cdot Z)=(X\vee Y)\cdot(X\vee Z)$.

另一个很重要的规则是

$\overline{X\cdot Y}=\overline{X}\vee\overline{Y}$; $\overline{X\vee Y}=\overline{X}\cdot\overline{Y}$[德摩根(De Morgan)原理]

以及经香农扩广的:

$$W=f(A,B,C,\cdots\cdots,M)\Rightarrow\overline{W}=f^*(\overline{A},\overline{B},\overline{C},\cdots,\overline{M}).$$

式中:f^* 表示在 f 中用逻辑加代替每个逻辑乘所得到的函数。反过来也是一样,例如下面的简单例子:

$$W=(A\cdot B\vee\overline{C})\cdot D\Rightarrow\overline{W}=(\overline{A}\vee\overline{B})\cdot C\vee\overline{D}.$$

香农原理对于下面的情况非常有用, 有时往往需要把各个"与"门的输出通过一个"或"门组合起来(参看图 6.06):

$$W=A\cdot B\vee C\cdot D\vee E\cdot F. \tag{6.05}$$

如果只有"与非"门可以采用的同一运算也很容易完成。对(6.05)式稍作变换即可看出这点:

$$W=\overline{\overline{(A\cdot B)}\cdot\overline{(C\cdot D)}\cdot\overline{(E\cdot F)}}. \tag{6.06}$$

相应电路画于图 6.07。同样,"与非"门首先用来完成逻辑乘运算,然后完成逻辑加运算。

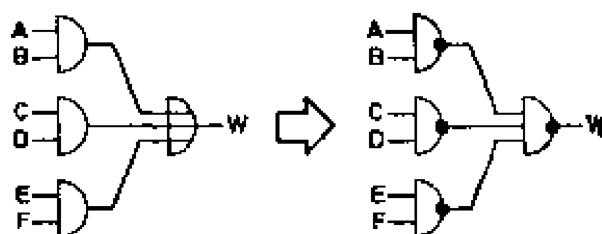


图 6.07 用"与非"门代替"与"门及"或"门

很容易看出,任何在给定的正逻辑中完成"与"运算的电路,在通过 0, 1 符号对换(0↔1)所得到的相应的负逻辑中将完成"或"运算,反之亦然。

所有三种基本运算(逻辑非、逻辑乘，逻辑加)都可以只用“与非”门实现：

$$\overline{X}=(\overline{X\cdot X}),\quad X\cdot Y=\overline{(\overline{X\cdot Y})\cdot(\overline{X\cdot Y})},\quad X\vee Y=\overline{(\overline{X\cdot X})\cdot(\overline{Y\cdot Y})},$$

或只用“或非”门实现：

$$\overline{X}=(\overline{X\vee X}),\quad X\cdot Y=\overline{(\overline{X\vee X})\vee(\overline{Y\vee Y})},\quad X\vee Y=\overline{(\overline{X\vee Y})\vee(\overline{X\vee Y})}.$$

因此，至少在理论上任何数字器件都可只用“与非”门或“或非”门构成。但实际上为简化设计，最好采用几种不同的门组件。

当需用数字方法来表示多元数值时，就必需用到多位代码。当然用纯粹的二进制代码表示这些数最合适。但是，根据惯用的计数法，常常需要作些让步：数值本身采用十进制编码，而每个十进制数位中的十进制数字(0～9)采用二元表示法。所用的二元代码可以是纯二进制代码(即二的乘方系列)，也可以是一般的二元代码*。对实用代码的选择依赖于所要解决的问题。在计数电路中，还要用到一些不同于代数运算电路中所使用的代码，在图 6.08 中

对应的十进制数字	二进制代码				1-2-4-2 代码				艾肯代码				二-五进制代码						
	2^3	2^2	2^1	2^0	2	4	2	1	2	4	2	1	5	0	4	3	2	1	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	1
1	0	0	0	1	0	0	0	1	0	0	0	1	0	1	0	0	0	1	0
2	0	0	1	0	0	0	1	0	0	0	1	0	0	1	0	0	1	0	0
3	0	0	1	1	0	0	1	1	0	0	1	1	0	1	0	1	0	0	0
4	0	1	0	0	0	1	0	0	0	1	0	0	0	1	1	0	0	0	0
5	0	1	0	1	0	1	0	1	1	0	1	1	1	0	0	0	0	0	1
6	0	1	1	0	0	1	1	0	1	1	0	0	1	0	0	0	0	1	0
7	0	1	1	1	0	1	1	1	1	1	0	1	1	0	0	0	1	0	0
8	1	0	0	0	1	1	1	0	1	1	1	0	1	0	0	1	0	0	0
9	1	0	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	0	1	0	0	0	0

图 6.08　各种二元代码

---

*　“二进制”这个词只是针对基数为二的数字系统用的，与基数为十的“十进制”系统相仿。而“二元”这个词只是指出采用的是二元符号表示法，而不管所用的是何种代码。

*　本章中“二进制”原文为 dual，“二元”原文为 binarg，因与惯常用法相反，为避免混淆起见，按惯常用法译出。——译者注

归纳了一些常用的代码。因为 $2^3<10<2^4$，所以对于 0～9 这些数字的二元代码至少需要四位数。四位数的代码有 $2^4=16$ 种不同的四个一组(下称四集组)的组合，而其中有 6 个必须留置不用(即所谓的伪四集组)。1-2-4-2 代码起源于脉冲在具有反馈的十进制定标器中的计数方式(6.2.1节)，相应的伪四集组是1000～1101(二进制代码的 8～13)。当 0101～1010(即 5～10) 的四集组被略去时，就得到艾肯(Aiken)代码。在艾肯代码中，任何一个十进制数字 $n=0～9$ 的所谓 9 的补码$(9-n)$可通过简单的反演得到。这个性质对内部按十进制方式组成的计算机是非常有用的。二-五进制代码是一种七位数代码，通过"交叉求和其值必为 2"这一特性可以简单地检查错误。关于选择代码的所有细节问题，请参看评论文章[6.007, 6.012]。

经过编码的数值的各个数位可同时出现在不同的输出线上，也可相继地、一个接一个地出现在单根线上(图 6.09)。第一种情况称并行表示法，第二种称串行表示法。在串行表示法中，时钟脉冲序列必须确定出该代码的各个数位所属的时间间隔。也可以采用混合的串-并编码法，例如，借助于用四条线表示的并行二进制代码来表示一串十进制代码中的各个四集组码。

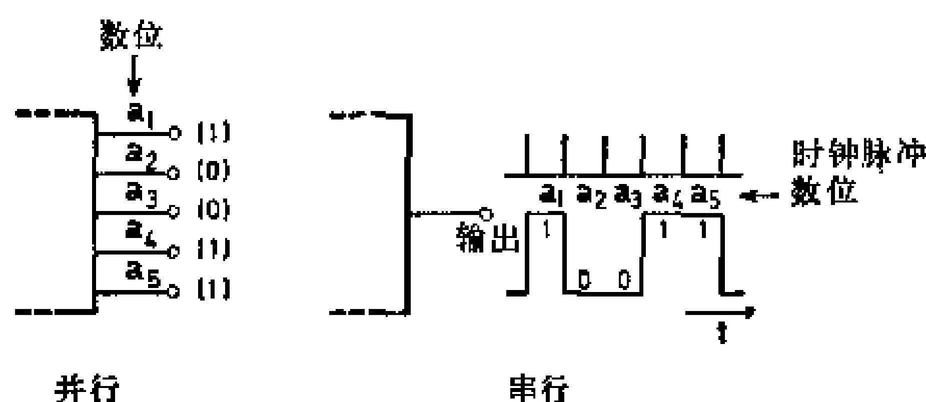


图 6.09　11001 的并行和串行表示法

数字讯号的再生、延迟和微分　除以上所讨论的逻辑运算之外，还需要一些没有任何逻辑特性的实际运算。

当门电路仅由无源元件构成时，讯号会逐渐衰减，幅度越来越

小。因此，经过几个门之后，讯号就会越出与0或1对应的电压范围，于是便不能确保其后的门的正常功能。所以，数字讯号必须每隔一段时间，最好每经过一个门后使用有源元件（非线性放大器）进行一次再生。此外，任何门输出仅能负载有限数目的门输入。当需要有更高的扇出数时，则必须引入附加的再生放大器（阻抗变换器，缓冲放大器）。在下面的讨论中，我们将假定电路图中的所有门的符号中已包含了再生作用。但若必须明确指出再生作用时，我们就用放大器的符号表示。

除幅度再生之外，特别是在串行工作时，还需要恢复讯号的形状或其时间位置。当属于不同数字时间间隔的讯号必须被组合到一个逻辑电路里时也是如此。上述两种作用都可通过采用延迟电路来实现，此延迟电路与时钟脉冲同步地把讯号延迟一位、两位或更多数位。同时，在这些电路中，原始讯号将以标准形状在第一、第二、第三等等数位（按照数位的时间间隔）重现，而不管它原来的形状是否已经变坏，或者已经出现了可能发生的少量不可控延迟。在下面的几节中，将讨论某些实用的延迟电路图。在方框图中，延迟电路用一个矩形方框表示，框内注明的数字相当于用数位时间表示的延迟（图 6.10）。

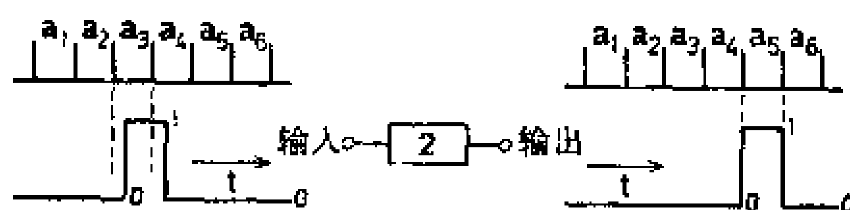


图 6.10　同步延迟电路的作用（延迟两个数位时间）

图 6.11 画出了用一短时间常数的 RC 电路（即 $RC \ll$ 数位时间间隔等）对数字讯号进行微分时可能出现的两种情况。究竟出现哪一种，取决于 R 所接的固定电压是处在 0 电压域还是在 1 电压域。图中上面的电路在输入讯号从 0 渡越到 1 时产生一个窄的 1 脉冲（其宽度取决于 RC 之值）；下面的电路（附有反相器）在输入讯号从 1 渡越到 0 时产生一个窄的 1 脉冲。特定门输入上的箭头

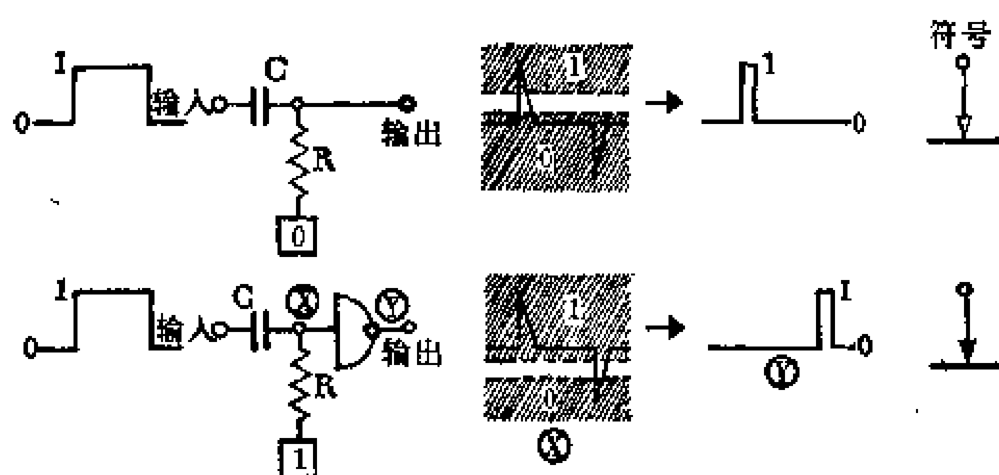


图 6.11 用短时间常数微分数字讯号

表示实现微分作用的微分器就放在此门输入的前面。其中，白箭头表示基于 0→1 的渡越作用，黑箭头表示基于 1→0 的渡越作用。这样的输入称为脉冲输入或动态输入。

6.1.2. 各种形式的逻辑电路

使讯号标准化的最方便的办法，是利用晶体管的"饱和-截止"两种状态。本节将简要地讨论某些所谓的饱和逻辑。所有的电路都工作在正逻辑讯号下。当然，将电路内电源电压的极性颠倒，并将晶体管用其互补型代替后，此电路也可接受负逻辑讯号。除少数电路外，不同形式的逻辑电路是不相容的。即是说，把不同逻辑的各个门组合在一个系统里时，电路不能满意地工作。在讨论各种电路的工作时，我们总是假定输入讯号是由同种类型的前接门或反相器提供的，而输出也被同种逻辑的门输入所负载。文献[6.013, 6.002, 6.004, 6.005, 6.068]评述了各种形式的逻辑电路。

直接耦合晶体管逻辑(*DCTL*) 如果晶体管的集电极-发射极饱和电压 $V_{CE,饱和}$ 比晶体管的基极-发射极电压 $V_{BE,导通}$($V_{BE}<V_{BE,导通}$ 时，晶体管截止)足够低，则晶体管之间可采用直接耦合方式。图 6.12 画出了反相器，"或非"门及"与非"门的电路图。为明了起见，在第一个图中还较详细地画出了前后所接的门电路。逻辑 0 表示电压 $<V_{BE,导通}$，逻辑 1 表示流进特定输入端的电流 $>I_{B,饱和}$。

$I_{B,饱和}$ 表示使晶体管饱和所需要的最小基极电流。在反相器输入端的逻辑 0(即 Q_2 饱和),使 Q_1 截止。于是晶体管 Q_3, Q_4, Q_5 等的基极上流过数值约为 V_S/R 的电流,从而使它们饱和(即 $W=1$)。另一方面,当 $A=1$ 时,Q_2 截止,于是电流 V_s/R 流入 Q_1 的基极,并使其饱和,结果在 W 处得到一个输出电压 $V_{CE,饱和}<V_{BE,导通}$(即 $W=0$)。显然,在“或非”门中,对 $W=0$ 而言,三个晶体管 Q_1, Q_2 和 Q_3 中有一个饱和就够了。仅当所有晶体管都截止时,电流 V_S/R 才从 W 输出端流到后面的各门中(即 $W=1$),这种特性就相当于 $W=\overline{A\vee B\vee C}$。把两个晶体管串接起来可实现“与非”门,因仅当 Q_1 和 Q_2 都饱和时,W 处的电压才会低到使后面所接的门中的各晶体管截止($W=0$)。但是,这时必须保持的条件就不是原来的 $V_{CE,饱和}<V_{BE,导通}$,而是更为苛刻的 $2V_{CE,饱和}<V_{BE,导通}$。当输入端在三个以上时,相应的条件很难满足,所以很少用到扇入大于 2 的 $DCTL$“与非”门。

$DCTL$ 技术的最大优点是其简便性,原则上,电流仅在门晶体管集电极和后面的门晶体管的基极之间转换,所以电压脉冲的幅度保持很小,同时电路的速度仅受晶体管特性的限制。但是,晶体管将工作在深度饱和区,其存贮电荷会推迟它们的截止响应。这种电路的另一个优点是仅需一个电源电压 $+V_S$。由于电压讯号的幅度很小(例如 3~4 伏),所用的电源电压也可相应地低一些。此电路的最大缺点是在 0 和 1 之间的安全区很小。由于晶体管不是靠负电压截止,故它对幅度约 0.1 伏的噪声讯号仍然灵敏,与此相应的噪声裕度通常是不够的。另一个缺点是所谓“电流错乱”效应:由于后面晶体管的输入阻抗各不相同,故输出电流 V_S/R 不会在所有输入端中平均分配,其中有一些会比另一些流过更多的电流。然而,因为即使输入电流最少的晶体管也必须使其饱和,所以造成了电流的浪费。故扇出系数(一个门所能负载的同类门的数目)要受到限制,且远小于电流平均分配最佳状态下的扇出系数。

电流错乱效应可以避免,只要在各门晶体管的基极回路中插

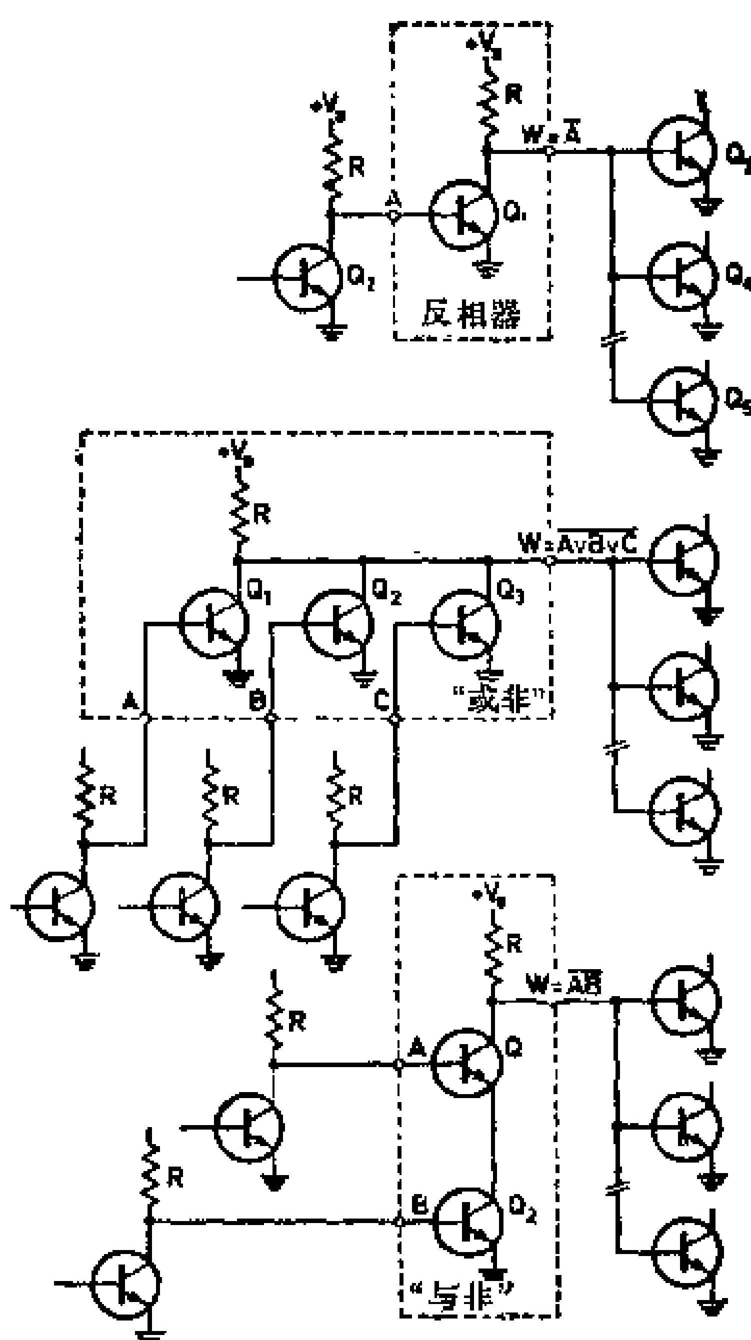


图 6.12　*DCTL* 反相器、“或非”门及“与非”门

入电阻 $R_1>R$ 与加速电容 C_1 的并联回路即可（图 6.13）。此时，集电极输出只起电压产生器的作用，基极电流由 R_1 确定。当然，此时集电极电压的幅度要比在纯粹 *DCTL* 中的大得多，所用的电源电压也必然要高一些。这种改进的 *DCTL* 技术有时称作电阻晶体管逻辑（*RTL*）或电阻电容晶体管逻辑（*RCTL*）。不过，缩写词 *RTL* 也用来表示在下一节中所要讲到的另一种电路技术。虽然图 6.13 仅画出了 *RCTL* 反相器，但我们可以直接看出，“或非”门及“与非”门也可用与图 6.12 类似的方法来实现。

图 6.13　*RCTL* 反相器

电阻晶体管逻辑（*RTL*）　*RTL* 技术的基本想法，是把截止晶体管的基极偏置到一个附加的负电压上，以加大噪声裕度（即加大 0 和 1 之间的安全距离）。反相器的基本电路画于图 6.14 中。输入讯号通过分压器 R_1/R_2 加到晶体管的基极。如果需要的话，还可使用加速电容 C_1。在 $A=0$ 时，得到 $V_{BE}<0$，晶体管 Q_1 从而截止。另一方面，分压器元件的数值要选择得合适，使在 $A=1$ 时 V_{BE} 为正，且能产生足以使 Q_1 达到饱和的基极电流。原则上，图 6.12 中所有的并联门和串联门都可用这个基本电路重新组成。但是，在这种电路里，逻辑运算主要是靠电阻网络实现的，晶体管只用作非线性再生放大器。例如，如果我们适当调节图 6.14 下面电路中的电阻值 $3R_1$ 和 R_2，使得除去 $A=B=C=1$ 时外，Q_1 总保持在截止状态，则电路将完成“与非”运算（当然必须去掉所有的加速电容）。改变元件数值亦可实现“或非”运算。显然，如希望门具有更高的扇出系数时，相应于逻辑 1 的电平必须很确定而且很稳定。所以，最好在集电极电阻 R 上再接一个限幅二极管 D，以使 1 的输出电压始终保持等于 V_0（$V_0<V_{S1}$），而与负载大小无关。

用 *RTL* 技术可以作成比较便宜的中快速逻辑电路。其最大缺点，是需要两个甚至三个不同电压的电源，其中至少有两个（即 V_0，$-V_{S2}$）必须是非常稳定的。

二极管晶体管逻辑（*DTL*）　*RTL* 技术中的线性混合器，可以

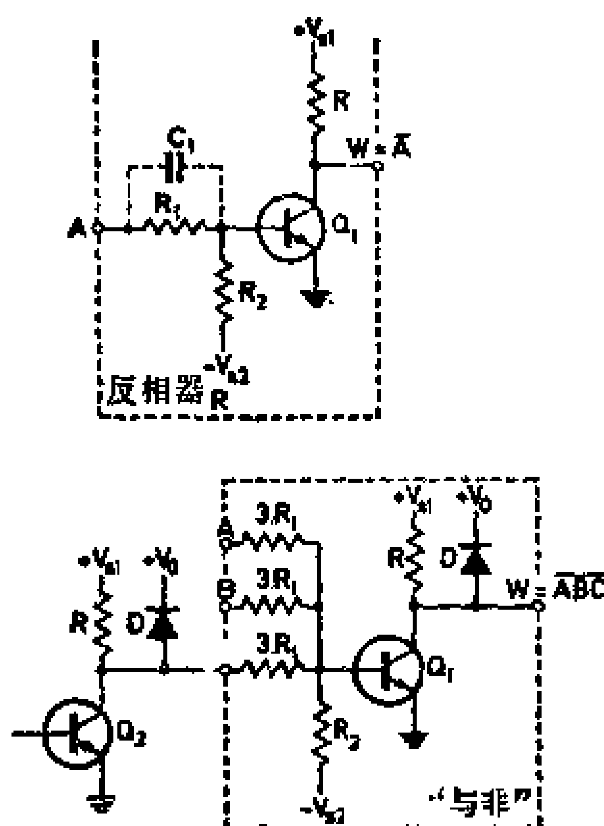


图 6.14 *RTL* 反相器和“与非”门

用某个非线性混合器代替，从而使门的各种特性得到改善。原则上，“与”门及“或”门可以只用二极管和电阻来实现（图 6.15）。当输出 W 必须为正，也即，当电流 V_S/R_D 必须流入连接到输入端的负载中时（$W=1$），“与”门的所有三个输入必须都呈现逻辑 1。显然，在“或”门中，一个二极管就足以把一个逻辑 1 讯号输运到后面的电路中去。由于各二极管上电压降的影响，讯号会遭受严重的衰减。因而要使大量的门（例如“与”门）级联是不可能的。此外，对于不同方向的电流而言，输出阻抗也各不相同，所以，要把一个“与”门与一个“或”门的输出相连几乎是不可能的。为此，二极管

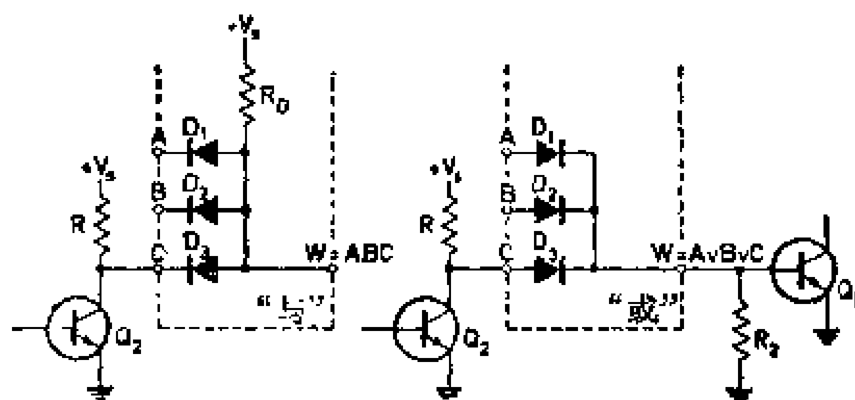


图 6.15　在纯二极管逻辑中的“与”门和“或”门

门要求讯号能周期地再生，最好每经一个门之后就再生一次。

典型的 DTL 电路画于图 6.16。确切地说，这是二极管逻辑"与"门和用来再生讯号的 RTL 反相器的组合电路。分压器 R_1/R_2 确保晶体管 Q_1 充分截止，但在X点需要一个大幅度的正电压以便使 Q_1 导通并饱和。因而，电路的速度慢，需用的电源电压 V_{S1} 高，同时速度与功耗之比也低。

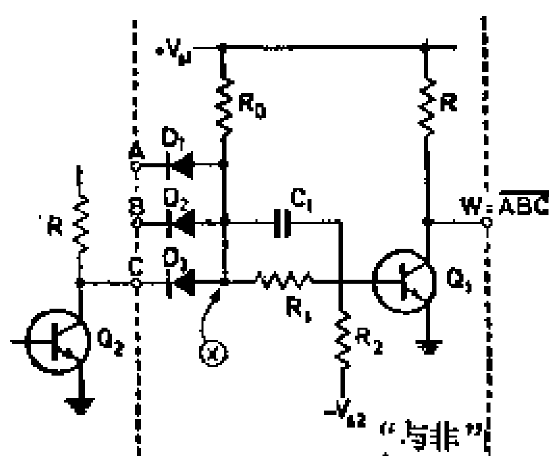


图 6.16　DTL"与"非门

若用一个低阻抗的电压源代替电阻 R_1，则X点电压讯号的全部幅度都可用来控制 Q_1。这样，V_{S1} 即可降低。大多数场合用一个或两个正向偏置的二极管作为所需的电压源。图 6.17A 画出了具有两个耦合二极管 D_4, D_5 的电路。D_4 和 D_5 上的电压降往往会过度补偿在X点的与逻辑 0 相对应的正电压（$=V_{CE,饱和}+$在 D_1，D_2 或 D_3 上的电压降），从而使 Q_1 的 V_{BE} 稍负。但在大多数情况下，要求 $V_{BE}\approx 0$。因为这是 Q_1 的低开关延迟和高噪声裕度之间较好的折衷选择。通常可以移去单另的负压源 $-V_{S2}$，而把 R_2 直接接地。因为 D_4+D_5 的动态正向电阻较小，所以 R_2 也可以选得小些，这样就可消除由于 Q_1 的 I_{CBO} 可能造成的不良影响。采用如图 6.17A 改进的 DTL 技术，可以获得短的开关时间和低的功耗。这种技术有时表示作 LLL(低电平逻辑)。

图 6.16 和图 6.17A 电路中的门二极管也可以用晶体管的发射极-基极结代替。由于这种代替的结果所构成的发射极跟随器具有电流放大作用，故所需的输入控制电流可以小一些。二极管 D_4, D_5 也可以部分或全部地用发射极跟随器代替(图 6.17B)。虽

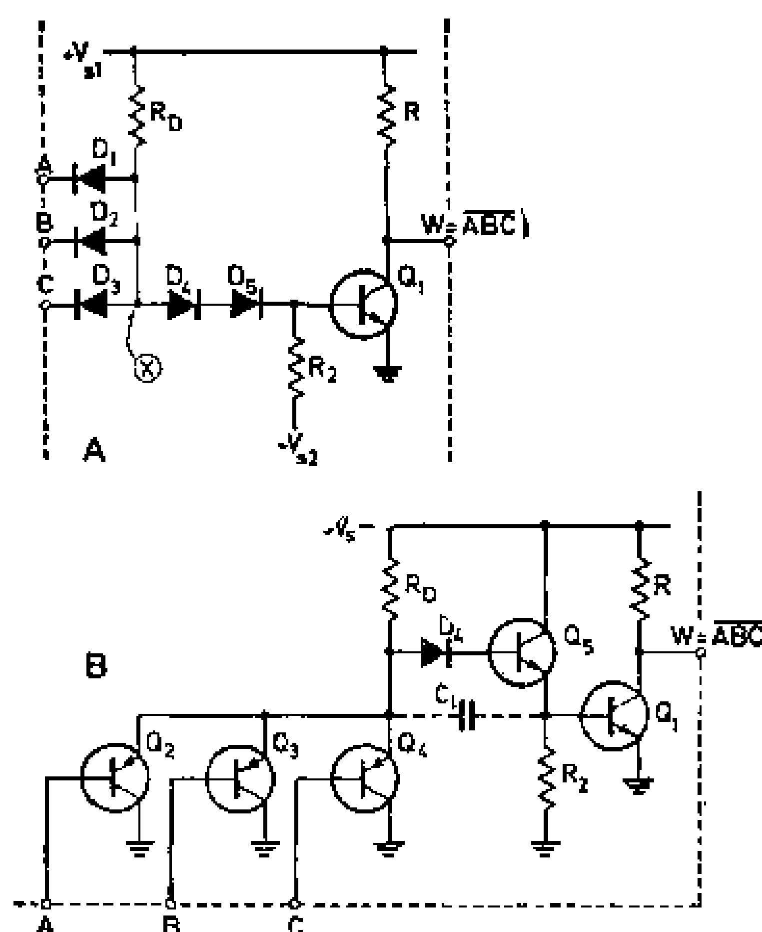


图 6.17A 和 B DTL"与非"门的两种变型

然这种电路几乎完全由晶体管构成，但考虑到它的起源，我们仍称它为 DTL。电路的开关速度可通过电容器 C_1 略微得到改善。这是因为当要截止 Q_1 时，C_1 会从 Q_1 的基极引出一支附加的电流流到低阻抗的 Q_2, Q_3 或 Q_4 中去。图 6.17B 电路的扇入系数及扇出系数都很高。

晶体管-晶体管逻辑（TTL） 图 6.17A 所示的 DTL 门中的二极管亦可用晶体管以另一种方式（如电路 B 所示）来代替。若把 N-P-N 型晶体管的基极用作 D_4 和 D_3（或 D_2, D_1）的公共阳极，则得到如图 6.18 所示的电路。门晶体管 Q_2, Q_3 和 Q_4 工作在深度饱和的状态下，发射极-基极以及集电极-基极两个结都被正向偏置。当 $A=B=C=1$ 时，电流 I_B 流经 Q_2, Q_3 及 Q_4 的集电极-基极结进入 Q_1 基极并使其饱和，从而得到 $W=0$。若在反相器晶体管 Q_1 和 Q_5 的集电极电路中接上电阻 R，则通过倒置运用的晶体管 Q_2 至 Q_4 的放大作用，可使 I_B 加大。但是，电阻 R 对电路的功能并不起决定性影响，故可省去。现在，若输入中至少有一个是短路的，例

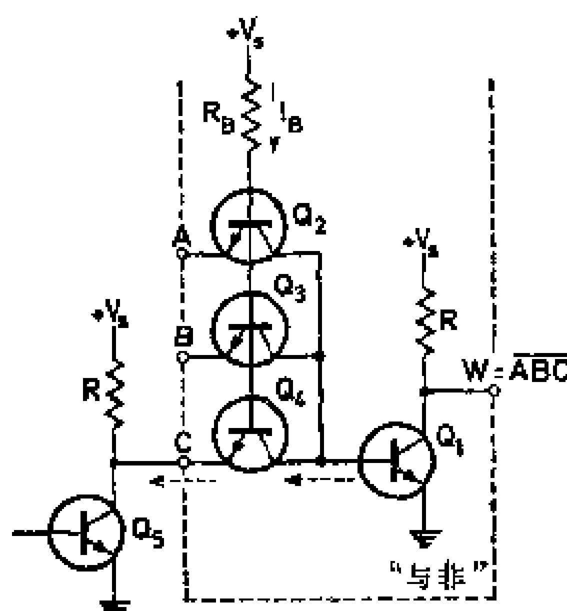


图 6.18 TTL"与非"门

如 $C=0$，则电流 I_B 就通过 Q_5 流向地，同时 Q_1 截止(即 $W=1$)。和二极管组合不同，晶体管 Q_4 甚至在基极-集电极结的反方向上也能引出很大的电流。这个电流可以使 Q_1 基极中所存贮的电荷迅速地减少。因此，截止延迟很小。此外，门晶体管不管输入状态如何，总是维持在沿通常方向或相反方向导通的饱和状态下，因为在电流反向期间没有需要减少的存贮电荷，所以门晶体管相当快。例如，据福格尔桑(Fogleson)[6.014]报道，门晶体管 2N709 工作在 $I_B\approx3$ 毫安时，对整个"与非"门总传输时间的贡献仅为 0.3 毫微秒。TTL 技术可以容许采用大量有源器件，所以主要用在快速应用方面。TTL 电路的反相器晶体管，可以同 DCTL 反相器电路结合起来组成更复杂的门电路。图 6.19 画出了这种 TTL"与非"门

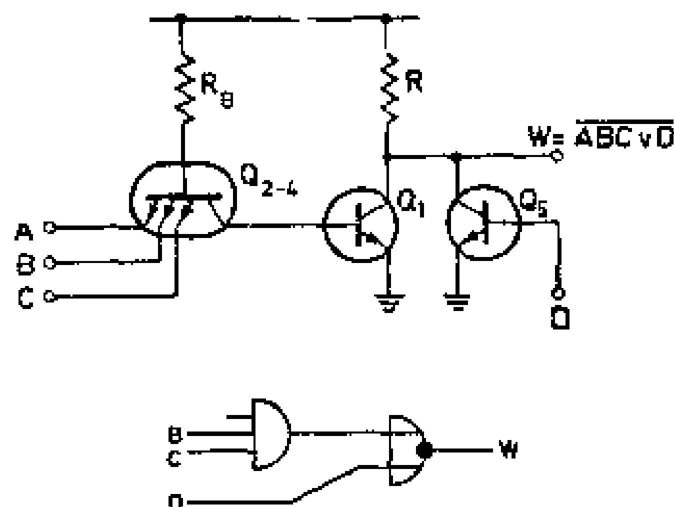


图 6.19 TTL"与非"门和 DCTL"或非"门的组合电路

和 *DCTL*“或非”门的组合形式。

在饱和逻辑中，开关速度主要受饱和晶体管基极存贮电荷所限制。若不使晶体管饱和，则可避免存贮电荷的影响。已有各种采用非饱和晶体管的电路逻辑，叫做 *CML*(电流型逻辑)和 *ECTL*(发射极耦合逻辑)。作为一个例子，图 6.20 画出了一个 *ECTL*“或”门。若所有输入满足 $A=B=C=0$（稍微负一些），则晶体管 Q_2 至 Q_4 截止，Q_1 导通，于是输出电压稍正(即 $W=0$)。例如，若 $A=1$(正)成立，则 Q_2 接收电流 I_E，Q_1 截止，输出电压于是很正(即 $W=1$)。这些电路的最大缺点是，与逻辑 0 和逻辑 1 相应的电压范围在门的输入和输出端相差一个固定数值。因此，在级联门时必须用齐纳二极管来修正这个差值，或者交替使用由 N-P-N 晶体管和 P-N-P 晶体管作成的门，因这两类晶体管电压范围的规定是不相同的。

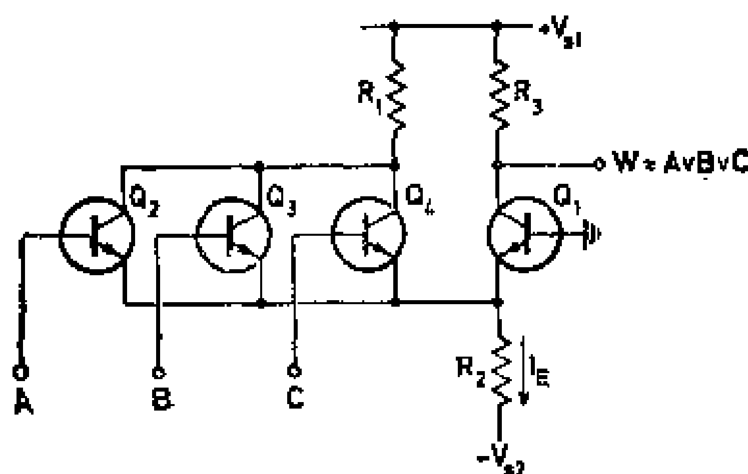


图 6.20　*ECTL*“或”门(正逻辑)

具体选用哪种电路技术取决于各种因素，例如讯号的传播延迟、扇出系数、噪声裕度、每种逻辑的功耗以及成本等等。条件不同，评判的标准也有所不同。例如，在一般的电路技术中，目的是要减少实现某种逻辑功能所需的晶体管数目，于是可以采用成熟的 *RTL* 电路。而在集成电路技术中，采用 *DTL* 或 *TTL* 则更好，因为在硅片上作晶体管比作精密电阻要便宜些。

总之，具体电路技术的选择对于了解数字电路的工作原理并不重要。本节中我们已讨论了各种电路技术的原理，下面，就只用方框符号来表示门(图 6.04, 6.05)。关于实用电路，我们只选出个别例子(如快速计数型触发器)来进行讨论。

6.1.3. 触发器

在 4.1 节中，我们已指出，带有正反馈的直流放大器呈现双稳态特性。在此，我们将从逻辑功能的角度对触发器——双稳多谐振荡器进行研究。

两个反相器串接起来就成为触发器(图 6.21*a*)。由于条件 $A=\bar{B}$，$B=\bar{A}$ 的限制，在 A，B 的四种可能的组合 (00, 01, 10 或 11) 中仅有两种组合 (01, 10) 能够存在。因此，电路具有两个稳定状态。两个输出是互补的，所以，规定一个输出状态，就足以表明整个触发器的状态。为简单起见，我们可以任选一个输出作为主输出 Q，触发器的状态就用这种输出的状态 (即 $Q=0$ 或 $Q=1$) 来表示。

若用两个“或非”门来代替反相器(图 6.21*b*)，则触发器的状态可以通过外部讯号来改变。在静止状态时，两个输入 E 和 F 都处在逻辑 0，在 E 端加进一个窄的 1 脉冲就使得 $Q=0$，而不管触发器原来状态如何；在 F 端加一个窄的 1 脉冲就使得 $Q=1$。有时用图 6.21*b* 中的方框图符号表示所述类型的触发器。

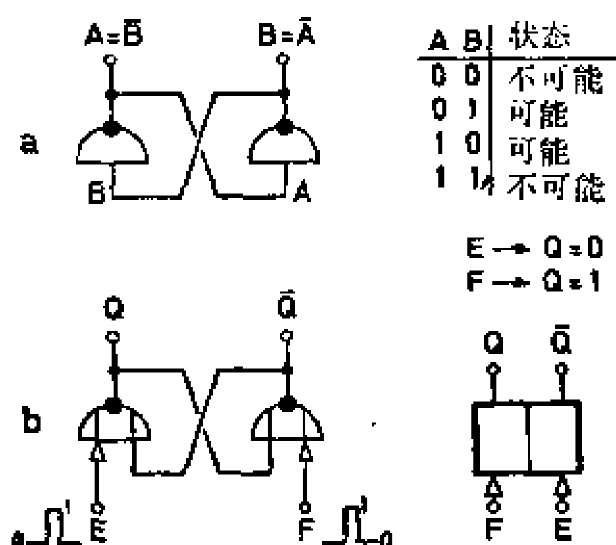


图 6.21*a* 和 *b* 用两个反相器或两个“或非”门串联组成的触发器

不过，触发器状态的改变，通常是通过用“与”门，把单个时钟脉冲选择性地导引到 E 输入端或 F 输入端来实现的。图 6.22*a* 画出了一个门控触发器。时钟脉冲 CP 通过 (例如) 基于 0→1 转换

的微分器加到两个"与"门上。触发器是置位于 $Q=1$ 还是还原到 $Q=0$，取决于 $S=1$ 还是 $R=1$。当 $R=S=0$ 时，触发器的状态不受影响(即 $Q_{前}=Q_{后}$)。若 $R=S=1$，则时钟脉冲同时加到两个"或非"门上，导致一个不确定的状态(即 $Q_{后}=?$)。用辅助输入端 C (还零)和 P (预设)，触发器还可分别通过外部 1 脉冲还零($Q=0$)或预置($Q=1$)。这种电路称为 RS 触发器，它是最通用的数字电路之一。图 6.22c 中的左图表示它在方框电路图中的符号。必须注意，S 应在 Q 的下面(不象详细电路图中那样，在 $\bar{Q}$ 的下面)。

如果把 R, S 分别连到输出端 Q, $\bar{Q}$ 上(图 6.22b)，则 RS 触发器就变成二进位定标单元(T 触发器)。当 $Q=1$ 时，T 脉冲($T=$ 反复电路或触发器)便被导引到左面的"或非"门，从而使 $Q=0$；在 $Q=0$ 时，它被导引到右面的"或非"门，从而使 $Q=1$。故每个 T 脉冲都会翻转触发器的原有状态($Q_{后}=\bar{Q}_{前}$)。通常，要在 T 输入端前接一个微分器。图 6.22b 画出了在 1→0 转换时起作用的 T 触发器。

在讨论触发器的工作时，我们曾忽略了讯号在门中传播时的延迟。其所以能够如此，是因为除了讯号有相应的延迟外，门的变换速度实际上是不会影响在正确设计下工作的触发器的逻辑功能的。然而，在某种场合下，可利用传播延迟来完成一些逻辑运算。图 6.23a 就画出了一个具有传播延迟 t_R 和 t_S 的触发器。其中，t_R 和 t_S 在 R 及 S 端中用单另的符号标出。当然，实际延迟还取决于触发器的状态。例如，若 $Q=0$，则 $t_R<t_S$；而若 $Q=1$，则 $t_R>t_S$。延迟对 Q 或 $\bar{Q}$ 的依赖性用虚线表示。通过对 T 讯号作相应的微分可使控制脉冲比最小延迟还要窄。因此，假定若 $Q=0$，控制脉冲首先作用在左面的"或非"门上，但由于这时 $\bar{Q}=1$*，所以它的状态维持不变。此后($t_S>t_R$)，控制脉冲到达右面的"或非"门，触发器随即翻转。如果最初状态是 $Q=1$，则类似过程也可以实现。因此，尽管在图 6.23 的电路中没有控制门，但它的行为却如同一

* 原书此处为 $Q=1$。——译者注

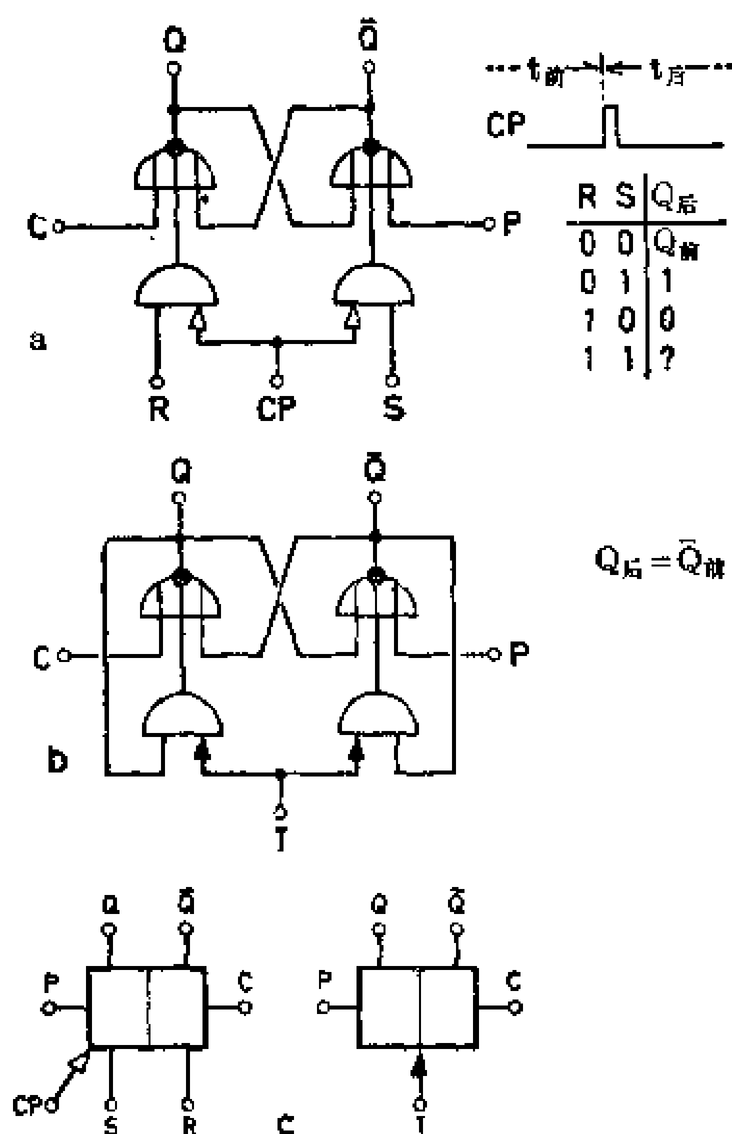


图 6.22a～c　*RS* 触发器(*a*)、*T* 触发器(二进位单元)(*b*)和两种触发器的电路符号

个 *T* 触发器或二进位定标单元。在实际电路中，讯号的延迟当然要复杂得多，而且很难限定其位置。但无论如何，我们所讨论的图 6.23 所示的变型仍然可作为几乎所有实际计数触发电路功能的代表。

在 *T* 触发器上再增加两个控制门就得到 *JK* 触发器。它的逻辑结构、真值表和方框图画于图 6.23*b* 中。延迟型的 *T* 触发器也可用门控触发器来代替。*RS* 及 *JK* 触发器之间的差别只表现在真值表的最后一行中。在此行中，$J=K=1$ 的组合也能得到重要的转换运算，即状态翻转 $Q_{后}=\bar{Q}_{前}$。当把输入 *J* 和 *K* 接到处在 1 电压域内的恒定电压上时，*CP* 输入即变为 *T* 输入，触发器也就变成一个二进位定标单元。辅助输入 *C* 和 *P* 则不说自明。

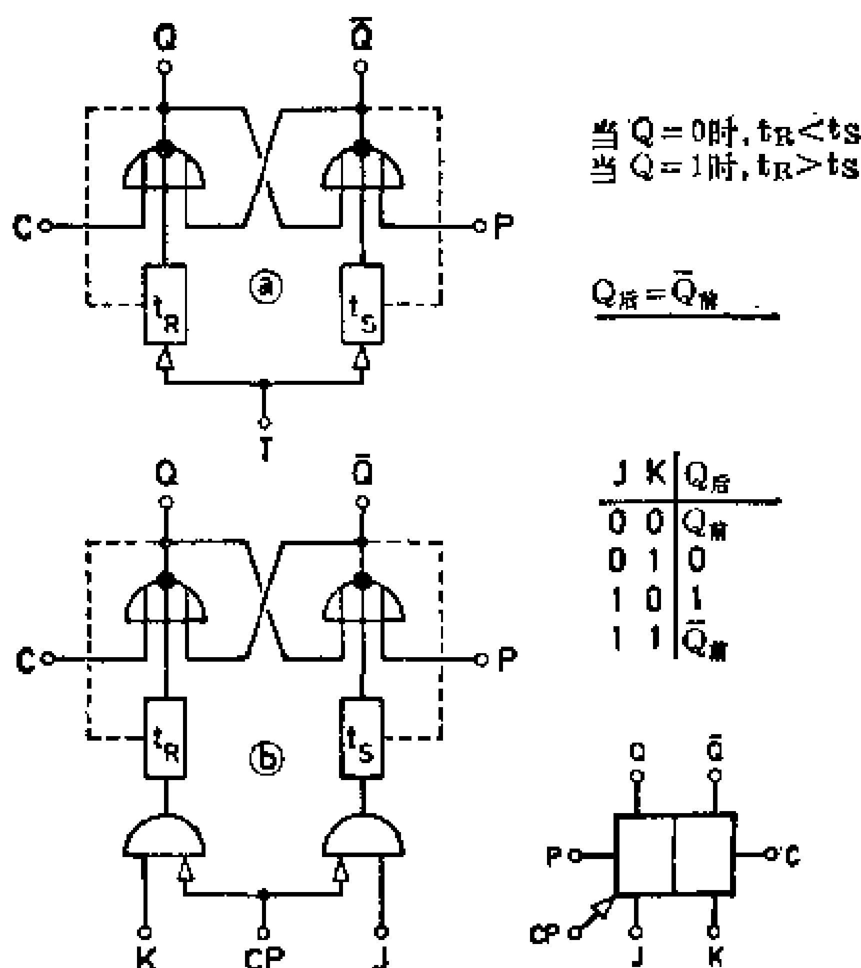


图 6.23a～b　没有控制门的 T 触发器(a)和 JK 触发器(b)

6.1.4. 实用的触发器电路

本节将专门讨论快速 T 触发器，因为它是制作快速脉冲定标器所需要的。大多数 T 触发器都采用 RTL 技术，用两个反相器作成。其触发作用是通过连接在两个反相器晶体管基极或集电极上的电容器、二极管或发射极跟随器实现的。图 6.24 画出了两种常规的电路图，左面电路使用较慢的晶体管，在时间分辨率(脉冲统计分布)低到 1 微秒时，电路还能满意地工作。正向触发脉冲通过两个二极管门被引到各自的导电晶体管的基极上，使得该晶体管截止从而翻转触发器。若引入一个 120 欧电阻使发射极电位提高时，左电路中的两个电源(+6 伏，－12 伏)可以用单个电源(－18 伏)代替，如图 6.24 中右图所示。显然，计数分辨率仅取决于所用的晶体管。尽管右电路与左电路使用同样的负载电阻(1.5 千欧)，但

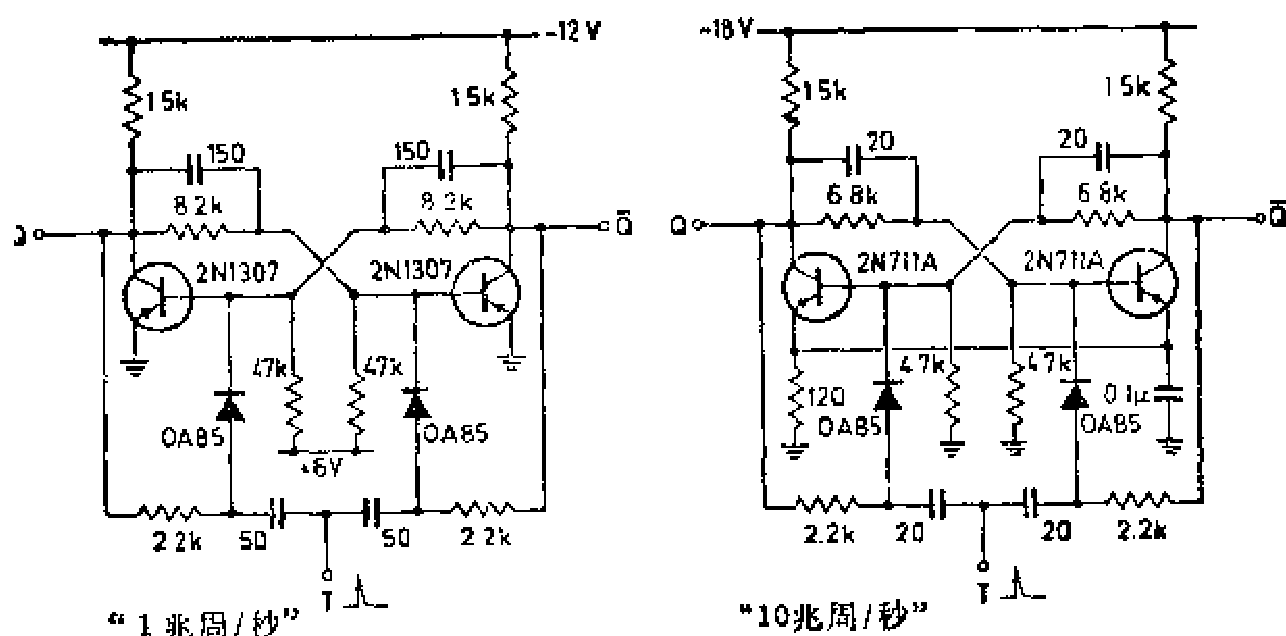


图 6.24 两个实用的 *RTL* 触发器电路

右电路采用了 2N711A 型晶体管，所以它在脉冲重复频率超过 10 兆赫时还能可靠地工作。图 6.25 画出了弗韦杰(Verweij)[6.015]报道的速度更快的电路。此电路在脉冲重复频率高达 100 兆赫时还能很好地工作。此电路所用的技术与在快脉冲放大器（参看 3.6 节)中所用的相似。快速晶体管 2N769 的负载由一个 220 欧的电阻和 1 微亨的扼流圈组成。触发脉冲通过两个快速二极管耦合到 Q_1 及 Q_2 的集电极，然后经过两个 20 微微法电容器传入相应晶体管的基极。显然，二极管组合用作导引门以把截止脉冲 T 的大部分加到各自的导电晶体管的基极上。由于讯号的延迟，若脉冲 T 足够窄，则触发器会改变状态。负载电阻通过共基极级 Q_3，Q_4 连到电源电压−6 伏上。从 Q_3 和 Q_4 的集电极可分别取出去耦输出讯号 Q 和 $\bar{Q}$。借助于 500 欧电位器，可将置位和复位的触发阈调节到同一数值，于是该触发器便可用作快速甄别器。

最后一个例子是杰克逊(Jackson)等人[6.016]用非饱和晶体管作成的电路(图 6.26)。正向触发脉冲通过两个发射极跟随器 Q_3 和 Q_4 被引到各自的截止晶体管的基极，从而使触发器翻转。Q_3 和 Q_4 的集电极仍然用作去耦讯号输出端。用比较便宜的晶体管 2N706 可以得到 10 兆赫的计数频率。

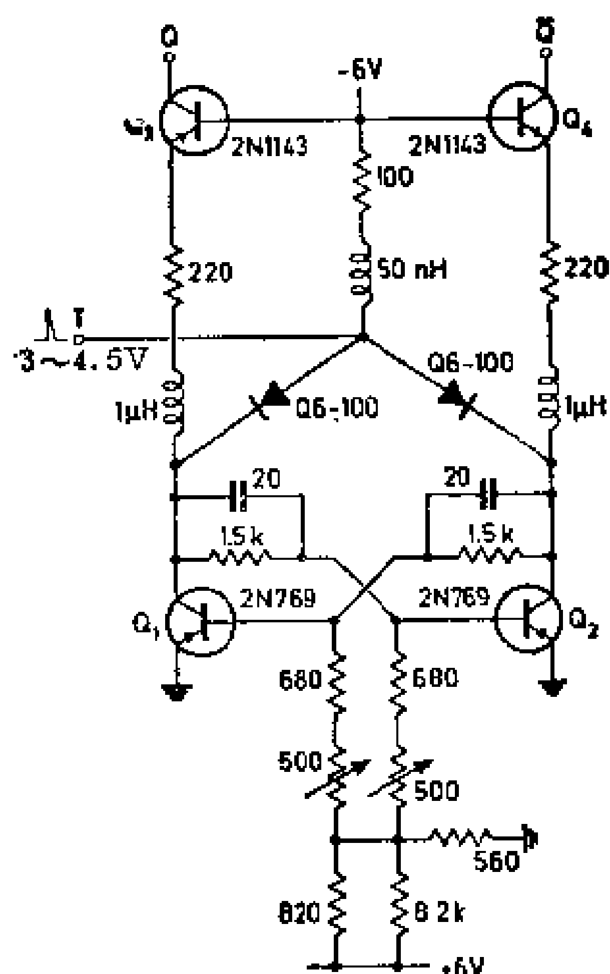


图 6.25　100 兆赫 T 触发器[6.015]

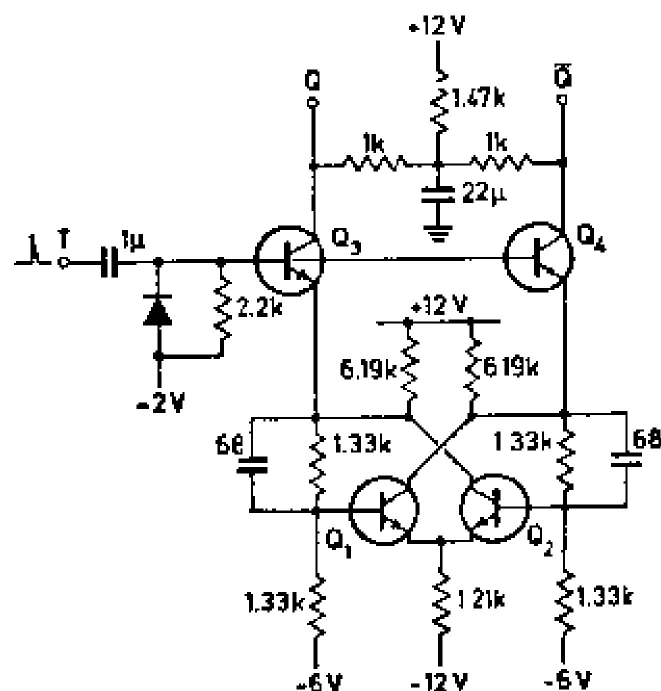


图 6.26　一个类似于 CML 的触发器[6.016]

在所有电路中，附加的复位或预设型直接输入，可以通过连到反相器晶体管基极的偏置二极管来实现。

6.1.5. 隧道二极管电路

在 4.1.6 节中，我们已经详细地讨论了隧道二极管 *TD* 在多谐振荡器中的运用。对用作数字电路而言，*TD* 多谐振荡器具有下述两种重要的特性：

1. *TD*多谐振荡器具有很确定的触发阈，可用来鉴别逻辑 0 和逻辑 1（这相当于数字讯号再生）。因此，可以实现与 *RTL* 技术相似的逻辑电路，例如当采用一个 *TD* 单稳多谐振荡器来代替输出反相晶体管时便可实现。在设计各种 *TD* 符合电路(5.3.2. 节)时，我们已经运用了这个方法，这是因为符合级和"与"门之间其实并没有什么不同。斯派泽（Speiser）[6.012] 对隧道二极管在数字电路中的运用进行了评述，所以这里只引文献[6.017, 6.018]供参考。

2. 一个 *TD*(双稳)多谐振荡器具有两个稳定态，所以可直接用作触发器。其工作原理示于图 6.27。正如所知，A 和 B 表示电路的两个稳定态。正向输入脉冲置电路于 B 态，负向输入脉冲则把它还原到 A 态。但是，*TD* 触发器与 *RS* 触发器不同，其置位和复位输入脉冲都加在电路的同一端上，只是二者的极性不同而已。

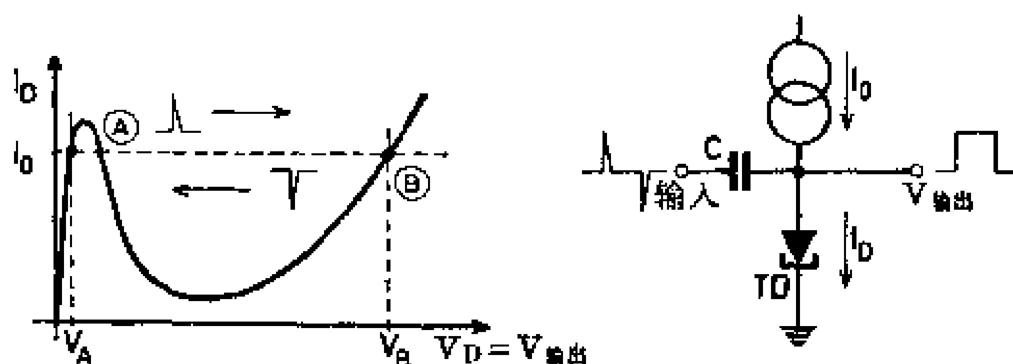


图 6.27　隧道二极管触发器的工作原理

把隧道二极管与两个负载电阻 $R(2R \gg |R_{负}|)$ 串联起来后，"*R*"输入和"*S*"输入即可分开。如图 6.28*a* 所示。二极管电压 V_D 仍然具有与 A 和 B 对应的两个不同数值。但是，V_D 的任何变化都会在两个电阻 *R* 上均匀分配。因此，该触发器存在两个互补的输出 *Q* 和 $\bar{Q}$（当然，对 *Q* 和 $\bar{Q}$ 说来，与 0 和 1 相应的电压范围的规定应有所不同）。在 *S* 端的输入脉冲引起 $Q \to 1$，在 *R* 端的同极性

输入脉冲则引起 $Q\to 0$。黑佐尼(Hazoni)[6.019]用两个二极管门 D_1, D_2 补充了这个电路(图 6.28b)。这两个二极管把输入脉冲分别导引到电路中处于逻辑 0 的一端。因此，该电路的作用如同一个 T 触发器。门二极管的偏置电压 V_1 和 V_2 必须处在各个输出端的 0 和 1 电压之间。另一些作者[6.020,6.021,6.069]描述了类似的电路。上述电路的计数速度受耦合二极管 D_1, D_2 的限制，并不取决于隧道二极管。输出讯号可以从隧道二极管的阳极或阴极取出。但是，为避免触发器工作受后面电路的干扰，最好再加一级适当的晶体管进行去耦。图 6.28b 画出了一种去耦方法。在此，电源电压是通过晶体管 Q_2 的发射极-基极结加上的。在 Q_2 集电极的电流讯号 $(V_B-V_A)/2R$ 整个都可以被利用而不会对触发器产生任何反馈作用。

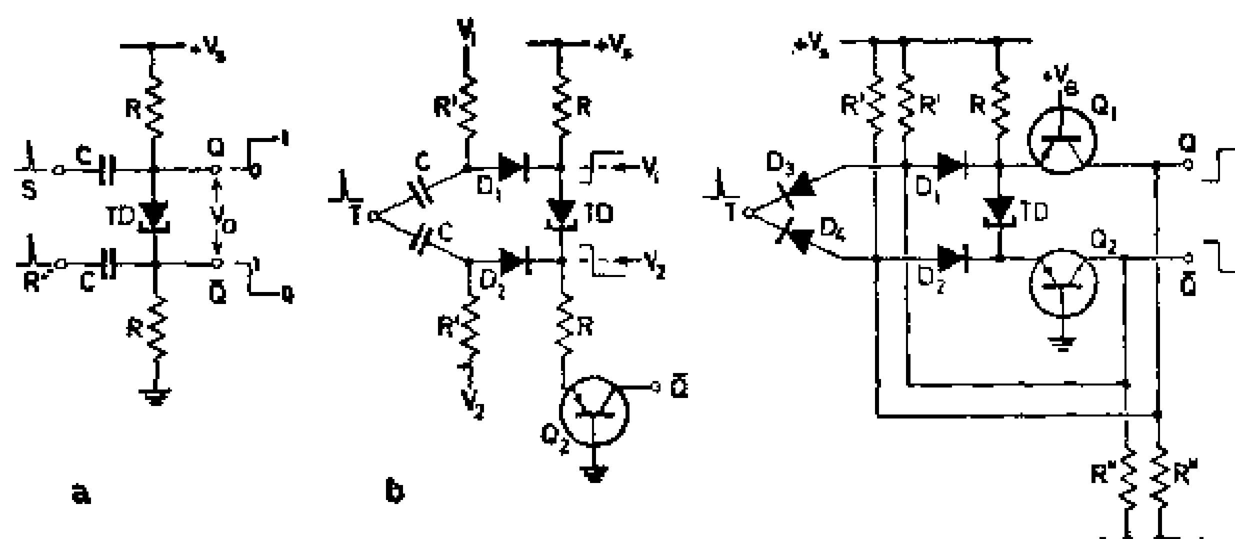


图 6.28a～c　隧道二极管触发电路

拉德卡(Radeka)等人[6.022,6.069]用两个共基极接法的晶体管对输出 Q 和 $\bar{Q}$ 进行去耦。导引二极管门由去耦输出讯号控制。拉德卡电路(图 6.28c)在计数频率高达 250 兆赫时尚能满意地工作。

另一个经常用到的电路是在文献[6.023]中提出的。此文献中用另一个隧道二极管($TD2$, 图 6.29a)来代替 $TD1$ 的负载电阻。这两个二极管特性曲线的三个交点中，有两个是稳定的。在 A 点，电压降 V_S 几乎全加在 $TD2$ 上($Q=0$)；而在 B 点，则几乎全加到

$TD1$ 上，从而使得 $V_D \approx V_S(Q=1)$。若此电路再增添一个存贮元件，如一个小扼流圈 L（见图 6.29b），则它可被幅度处在两个稳定态之间的输入脉冲所翻转（在触发过程中，扼流圈中的电流方向保持不变）。采用这种电路，计数频率可高达 400 兆赫[6.024]。休格曼等人[6.025]用一个脉冲变压器将输入脉冲对称地注入到电路中，此变压器的两个分开的次级绕组上各接一个二极管，耦合到每个隧道二极管上。在休格曼的电路中，计数速度似乎主要受所用耦合二极管的限制。图 6.29b 所示的戈托(Goto)电路的灵敏度可以通过在 X 点引入另一个小电感来改善。鲍丁格[6.026]用两根短路同轴电缆代替扼流圈（图 6.29c）以提高电路的计数速度（约 300 兆赫）。

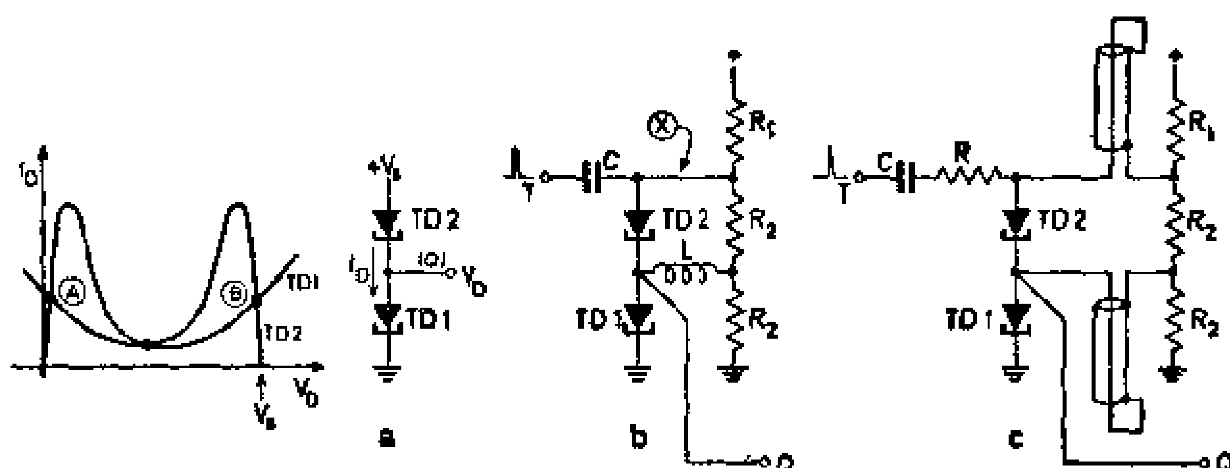


图 6.29a～c　双 TD 触发器[6.023]

穆拉塔(Murata)[6.070]介绍了一种面对面耦合的 TD 对电路的详细分析方法。

韦伯(Weber)[6.027]利用图 6.27 的简单触发电路进行计数。为了实现复位作用，还用了一个能产生相反极性脉冲的反相器。反相器本身由另一个 TD 多谐振荡器和一个反相变压器组成。因为同轴电缆转换速度快，故可充作这种变压器。图 6.30 的电路很清楚是针对负逻辑设计的。这种单级触发器在计数频率高达 400 兆赫时还能可靠地工作。但当几个触发器串联起来时，由于需要去耦，计数频率降到约 250 兆赫。

我们将越出系统性来指明制作具有两个以上稳态的隧道二极管电路的可能性。具有十个稳定状态的电路特别宜于作十进制定标器。斯皮格尔(Spiegel)[6.028]把十个隧道二极管按图 6.31 所示方法串接起来后，得到了具有十个负阻电压区的 $I_D \sim V_D$ 特性曲线。当供给恒定电流 I_0 时，电路呈现 0～10 十一个稳定状态。最后一个状态可通过引入触发阈处在 9 态和 10 态之间的甄别器(Q_1)作成亚稳定状态。这样，借助于 Q_2 可使电路还原到 0 状态。还原脉冲同时又充作到下个十进位计数级的进位输出脉冲。此电路的最大计数频率主要受辅助晶体管电路的限制。拉比诺维西(Rabinovici)[6.029]报道了一种由四个隧道二极管串联组成的，其特性曲线呈现十个负阻区的电路。当然，各个峰谷电流必须遵从一定的条件。

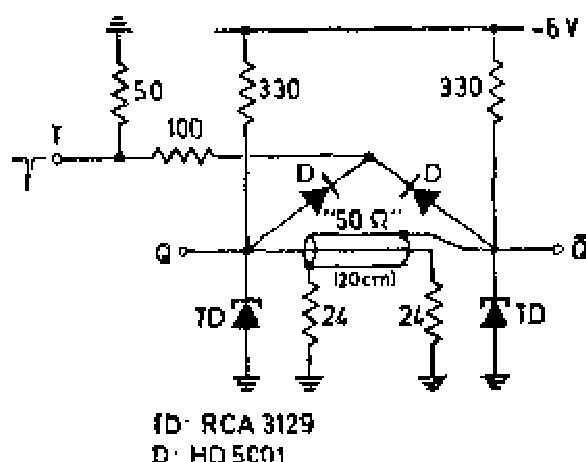


图 6.30 快速隧道二极管 T 触发器[6.027](负逻辑)

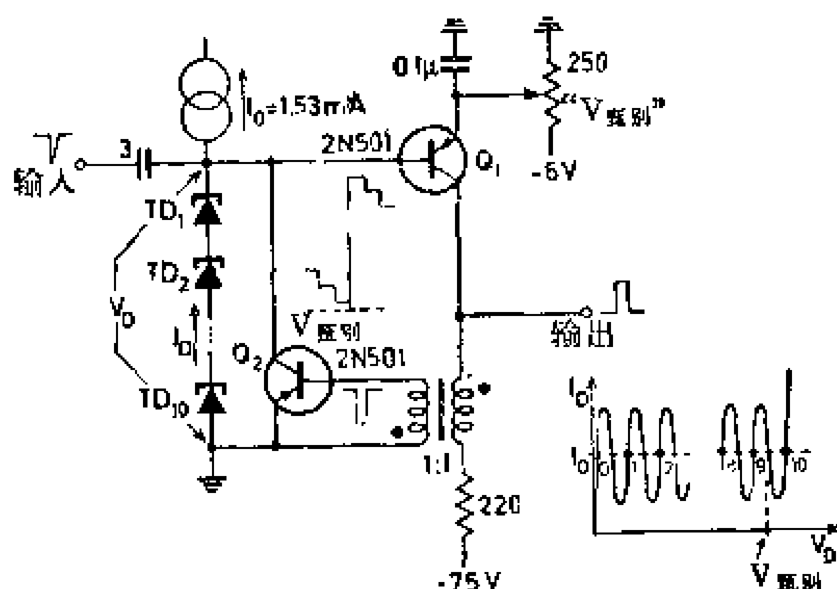


图 6.31 隧道二极管十进制定标器[6.028]

斯坦奇[6.030]指出，如果利用隧道二极管的动态特性曲线，单个隧道二极管即可呈现三个稳定态，在 1～100 千兆赫的频率范围内，它能呈现两个以上的负阻(即所谓的二-二极器件)。

隧道二极管十进制计数器尽管有直接实现的可能性，但主要还是按二元五进制方式作成，即用一个 T 触发器和一个五进制定标电路组合构成(参看6.21.节)。对于后者，可使用图 6.31[6.031] 中带有五个隧道二极管的电路，或者采用由五个触发级[6.027]组成的 TD 环形定标器。鲍丁格等人[6.032]介绍了一个用隧道二极管作成的性能可靠的环形定标器。在此电路中，隧道二极管之间采用晶体管去耦(图 6.32)。如果前面的晶体管截止，则隧道二极管可能呈现两个稳定态 A 和 B。跟在处于 A 状态的 TD 后的晶体管是截止的，而跟在处于 B 状态的 TD 后的晶体管是饱和的。因此，跟在处于 B 状态的 TD 之后的 TD 处在 C 状态。于是，C 总是跟着 B，而 A 或者 B 则总是跟着 C。这样，调节总电流，使其能产生(例如)BCBCA 状态。触发脉冲引起 A 渡越到 B，后一级渡越到 C 同时再下一级由 C 渡越到 A。故每个触发脉冲使得 A 移动两个位置(例如 BCBCA⟶CABCB⟶CBCAB⟶ABCBC 等等)。若元件采用电路图中所标明的数值时，计数频率可达到 70 兆赫。采用砷化镓隧道二极管和更快的硅晶体管时，可达到 140 兆赫。若采用更先进的元件，计数频率还可提高到 300 兆赫[6.071]。由 TD 触发器后接此种环形计数器构成的十进制计数器，在计数频率高达 500 兆赫时还能很好地工作。相[6.072,6.073]等人还制成了另一种 500 兆赫的 TD 环形计数器。

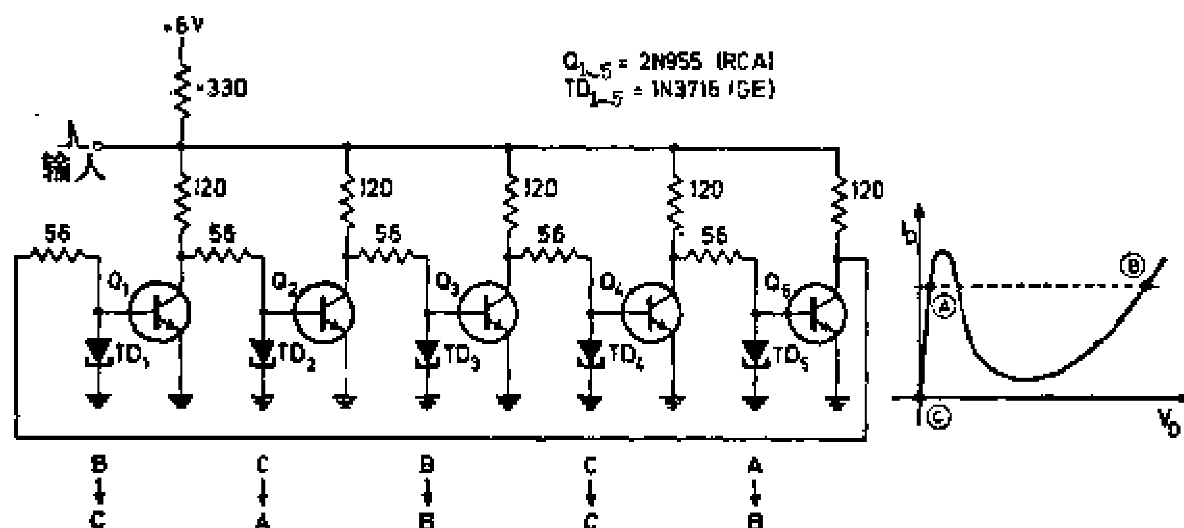


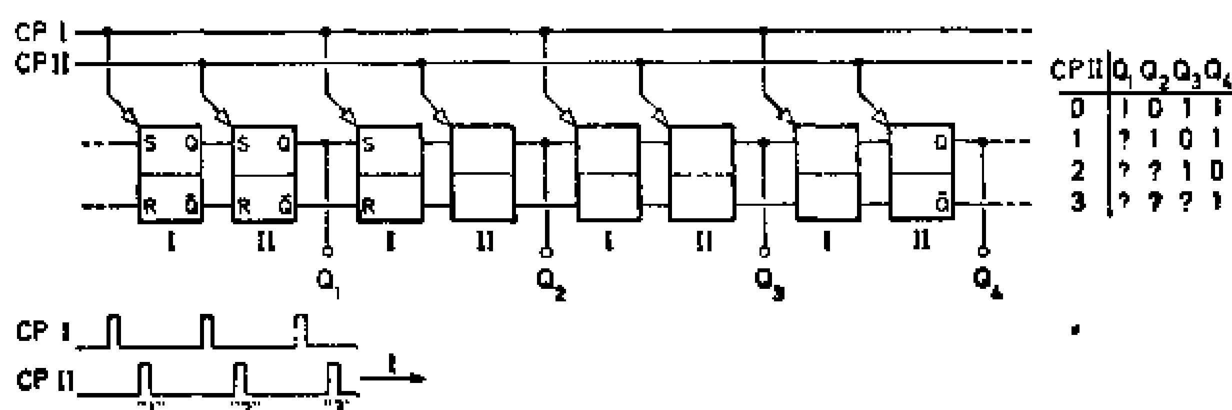
图 6.32 用 TD 和晶体管组成的环形定标器[6.032]

6.2. 定标器和寄存器

6.2.1. 移位寄存器

移位寄存器是能够存贮编码数字信息的触发器链式电路。在

这种寄存器中，每个时钟脉冲使信息移动一位。其工作原理表示在图 6.33 中。假定所用的 RS 触发器可以无延迟地转换。最初，设有某个信息，例如字码 1011，存贮在触发器Ⅱ中，时钟脉冲Ⅰ把此信息转移到触发器Ⅰ中，跟着的时钟脉冲Ⅱ又把此信息从触发器Ⅰ转移到各自后随的触发器Ⅱ中。于是，每移动一位数需要两个按一定次序出现的时钟脉冲Ⅰ和Ⅱ。因为触发器的工作没有延迟，所以信息在触发器Ⅰ中的中间寄存是必要的。若它们不经中间寄存单元直接连起来，会出现不确定状态。



CPⅡ	Q_1	Q_2	Q_3	Q_4
0	1	0	1	1
1	?	1	0	1
2	?	?	1	0
3	?	?	?	1

图 6.33　每级由两个触发器组成的移位寄存器

然而，每位二进制数用两个触发器来存贮所化的代价太高了，因而只在很特殊的情况下才采取这种方法。在实际电路中，中间寄存几乎总是由某些充当动态寄存单元的延迟元件实现的。如果时钟脉冲作得足够窄(例如通过适当微分)，则利用触发器本身的固有传播延迟就行了。图 6.34 画出了两个移位寄存器电路的实例，里面即利用了触发器的传播延迟。在由 EF 触发器(无控制门，见图 6.21)构成的移位寄存器中，延迟 t_D 用专门的符号表示，而在 JK 触发器作成的移位寄存器中，触发器方框图符号内已包含了这种延迟。在这两种场合下，微分后的时钟脉冲宽度都必须小于延迟 t_D。在 EF 移位寄存器中，时钟脉冲首先使所有触发器还零(即 $\bar{Q}\to 1$)。于是，最初处在 1 状态(即 $Q=0$)的所有各级，在 $\bar{Q}$ 从 0 渡越到 1 时都会产生窄的 1 脉冲。这些脉冲经 t_D 延迟后，将各自的下一级置 1。JK 移位寄存器则不说自明。

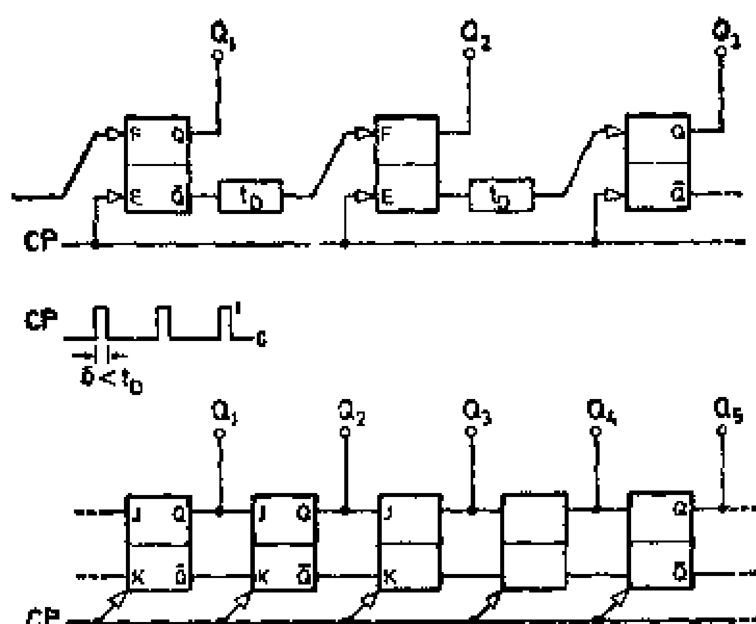


图 6.34　用无控制门 EF 触发器构成的移位寄存器（上图）和用 JK 触发器构成的移位寄存器（下图）

如果把各个触发器，通过一个能够改变触发器连接顺序的门系统组合在一起，则移位的方向很容易回转。图 6.35 画出了图 6.34 所示的 EF 移位寄存器经过这种改变后的例子。为清楚起见，省去了延迟符号 t_D。根据是"左""与"门开启，还是"右""与"门开启的具体情况，时钟脉冲把寄存器中的存数或向左移位或向右移位。

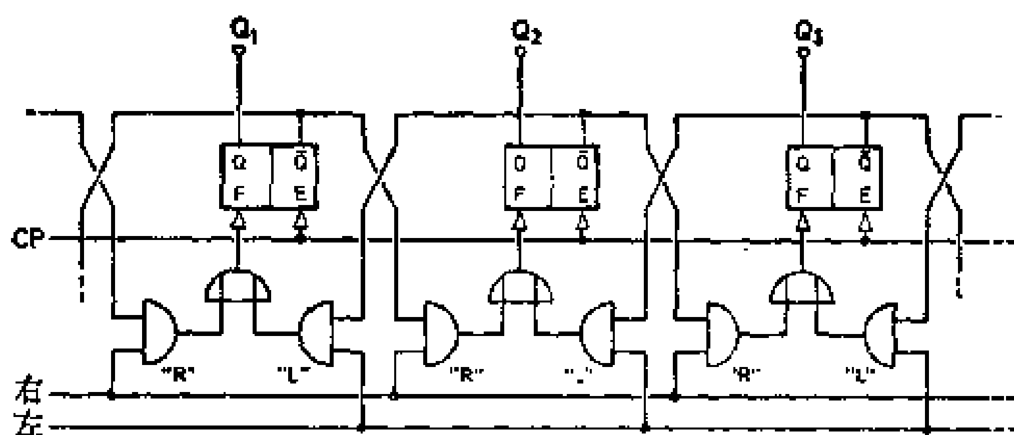


图 6.35　双向移位寄存器

移位寄存器可以用作定标器，或者用作计算机运算器中的循环寄存器（后面将对此进行简短讨论）。但是，移位寄存器通常是用作数字讯号的并行-串行变换器。图 6.36 画出了这种变换器。首先，所有的 JK 触发器被 C 处的辅助信号还零（清除），然后，一

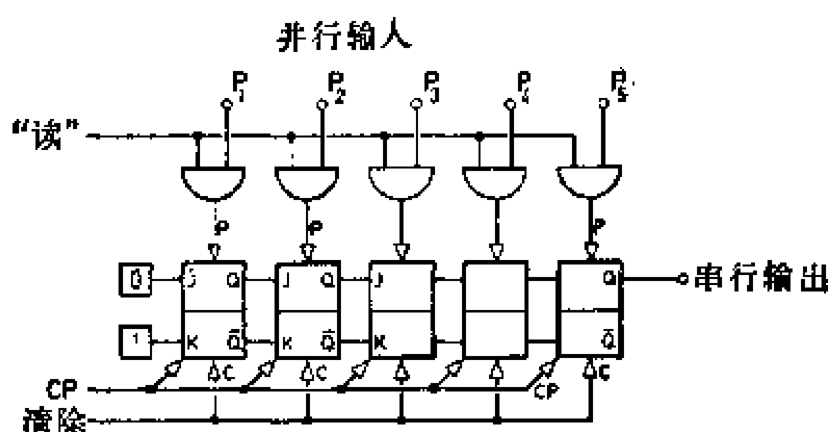


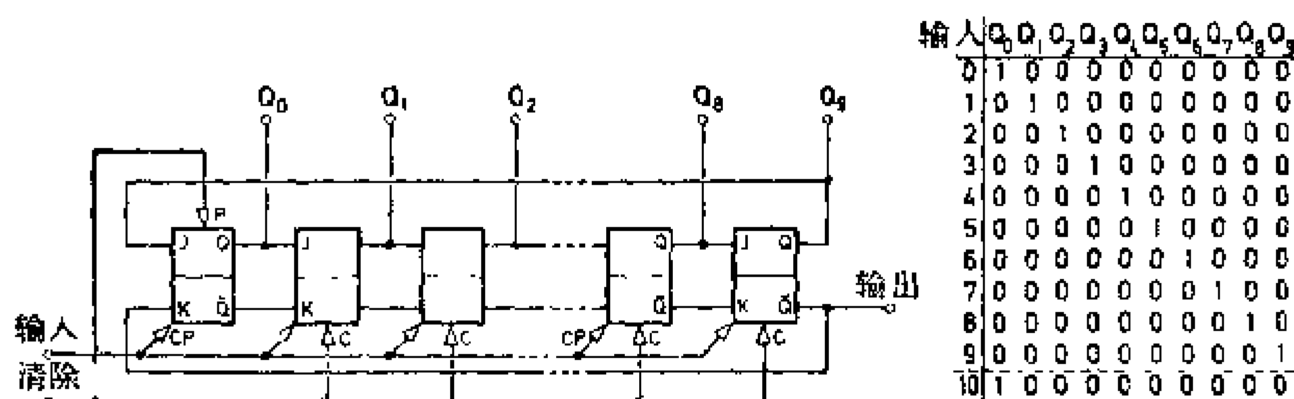
图 6.36 五位并行-串行变换器

个窄的"读"脉冲打开连接并行输入 $P_1, P_2\cdots P_5$ 与各对应的触发器预设输入之间的各个门。于是，各触发器即按照在 $P_1\sim P_5$ 处的信息置位。最后，五个时钟脉冲的序列使此信息以串行形式出现在最后一个触发器的输出端。若把第一个触发器的两个输入端连到恒定电压 $J=0, K=1$ 处，则在移位过程期间，所有触发器中都读入逻辑 0，这样，变换器就不需要还零了。

6.2.2. 脉冲定标器

在计算机技术里，脉冲定标器主要用于完成序列开关作用。但在核计量学中，脉冲计数技术则用来确定与某些基本物理量（如源的强度，转换几率，反应截面等）相关的脉冲计数频率。因而，脉冲计数是核电子学最基本的工作。

环形定标器　任何移位寄存器，或更精确地说，任何循环寄存器都可用作具有任意计数基数 n 的 n 进位定标电路。这里，在计数之前，所有触发器除一个被置位到 1 之外，其余 $(n-1)$ 个都还原到 0。图 6.37 画出了这种型式的十进位定标器。"清除"脉冲使得 $Q_0=1$ 而 $Q_1=Q_2=Q_3=\cdots=Q_9=0$。计数脉冲加到时钟脉冲的输入端上，每个输入脉冲把存数 1 向右移动一位。第十个输入脉冲使电路回复到初始状态。与此同时，在 Q_9 处产生 $0\rightarrow1$ 渡越，经微分后用作输往后一个十进级的进位脉冲。定标器的状态能以最简单的数码，即"十位一元"代码的形式，出现在 $Q_0\sim Q_9$ 的十个



输入	Q_0	Q_1	Q_2	Q_3	Q_4	Q_5	Q_6	Q_7	Q_8	Q_9
0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0
2	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0
3	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0
4	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0
5	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0
6	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0
7	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0
8	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0
9	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1
10	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0

图 6.37　循环寄存器用作十进制环形定标器

输出端上。

如果说，由于某种外部干扰造成了一个以上的触发器置 1，上述电路对此现象不能自行校正。但是，如果再把各触发器直流耦合起来，以使几个触发器中仅仅只有一个能够被置位到 1，或者附接一个门系统，抑制掉那些不必要的状态，则可以避免上述的缺点(见图 6.38)。第一种方案——把所有触发器的左边晶体管和右边晶体管分别连接起来所构成的共发射极电路中，分别引入不同数值的电阻——可以应用在使用图 6.24 右边所示类型触发器的场合下，此时将电路中只有一个晶体管导通的，且电阻较大的发射极电路选作计数输入端。输入脉冲的极性必须选择得能使各个导通晶体管截止。当所使用的触发器发射极没有引出头时(例如集成电路触发器)，则前面$(n-1)$个触发器的状态可用一个“与”门来监视。此门仅当 $Q_0=Q_1=\cdots=Q_8=0$ 时，才能把“1”读入到第一个触发器中。

若采用图 6.35 所示的双向移位寄存器，即可作成能实现脉冲相加和相减的双向环形定标器。

采用所谓扭转-环形(Möbiusstrip)结构，则每个 n 进位定标器中所用的触发器数目可减少到 $n/2$ 个。图 6.39 画出了一个由 5 个触发器组成的相应的十进位定标器。由于 *FF*5 和 *FF*1 之间交叉连接，寄存器先是用 1 填写，而后用 0 填写，从真值表上可以看出。含糊的和虚假的初始状态的传播，可以再次借用一个“与”门

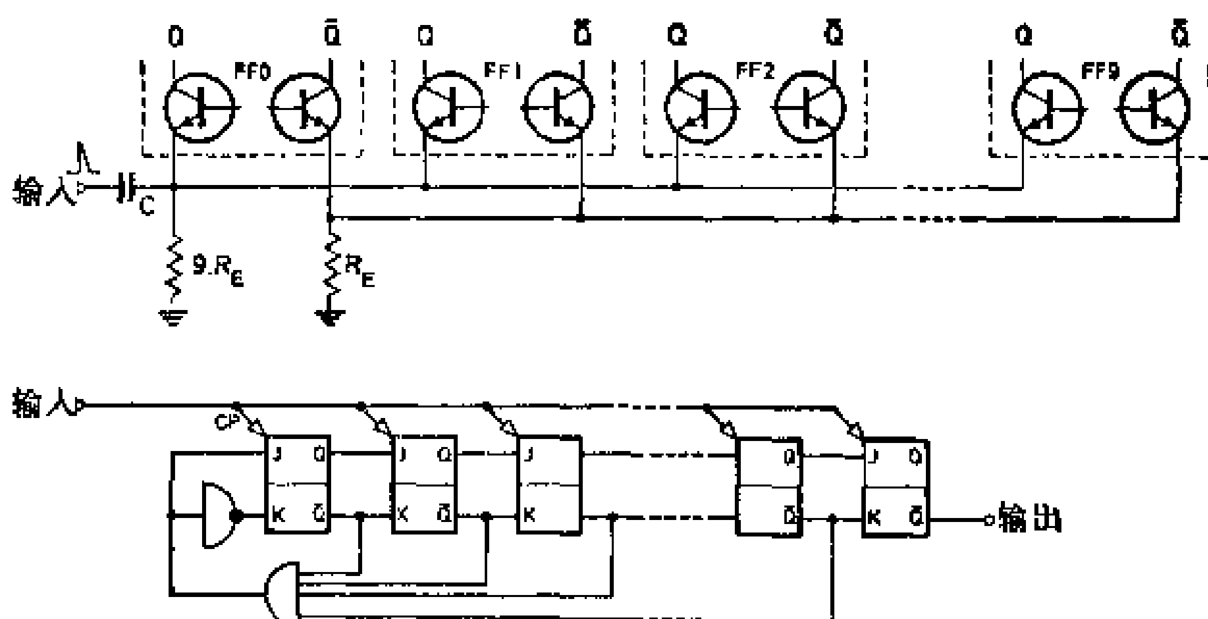
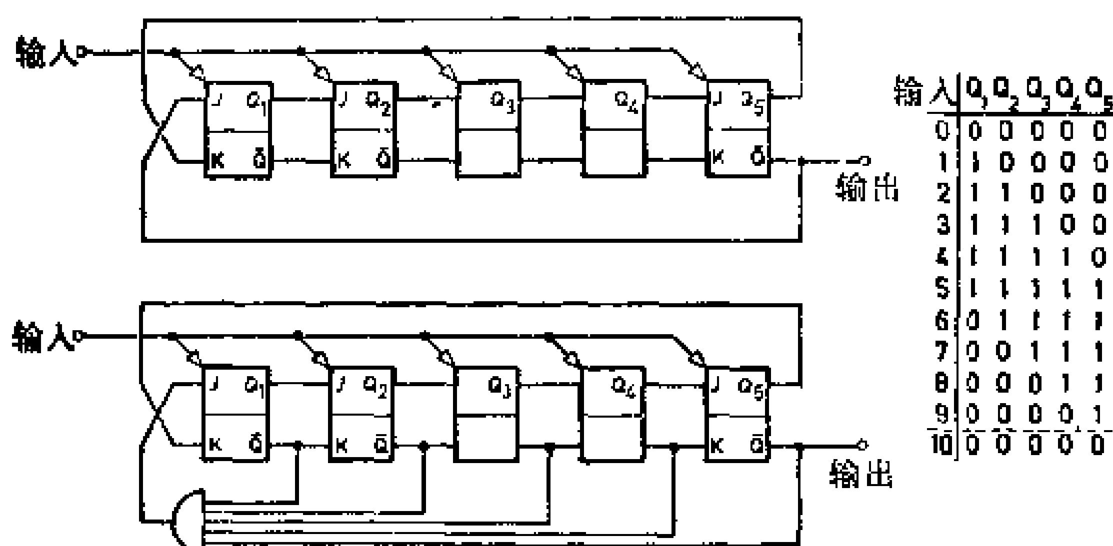


图 6.38　抑制寄存器含糊的和虚假的初始状态传播的两种方法

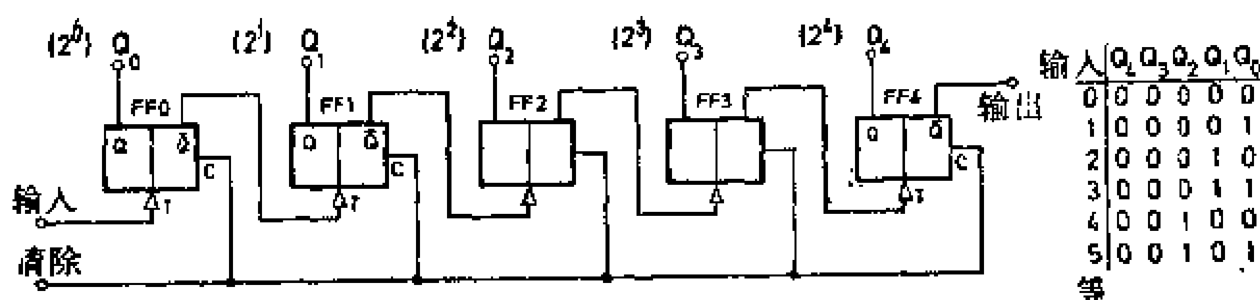


输入	Q_1	Q_2	Q_3	Q_4	Q_5
0	0	0	0	0	0
1	1	0	0	0	0
2	1	1	0	0	0
3	1	1	1	0	0
4	1	1	1	1	0
5	1	1	1	1	1
6	0	1	1	1	1
7	0	0	1	1	1
8	0	0	0	1	1
9	0	0	0	0	1
10	0	0	0	0	0

图 6.39　扭转环形定标器

来抑制，此门使得仅当所有五个触发器都进位到逻辑 0 之后，才能把逻辑 1 读入到 $FF1$ 中去。坦等人[6.074]曾介绍过一种快速扭转环形定标器。

二进制定标器　把 n 个 T 触发器串接起来即构成具有 2^n 个状态(即 $0\sim2^{n-1}-1$ 状态)的二进制定标器。图 6.40 画出了一个 $n=5$ 的例子。在计数之前，先用一个清除脉冲把定标器还原到 $Q_0=Q_1=\cdots=Q_4=0$。输入脉冲使触发器 $FF0$ 翻转。每当发生一次 $\bar{Q}=0\rightarrow1$ 的渡越，就有一个输入脉冲被引向 $FF1$。在后面几级中，计数过程依次重复进行。定标器的状态以二进制代码形式显

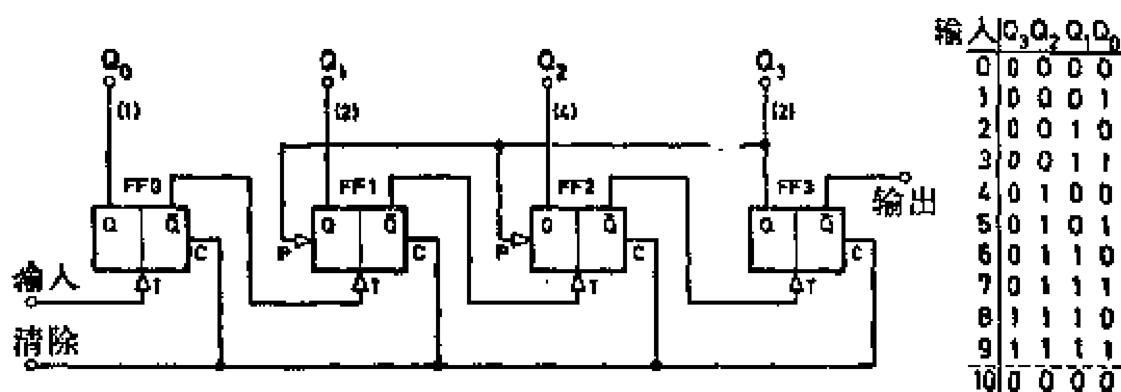


输入	Q_4	Q_3	Q_2	Q_1	Q_0
0	0	0	0	0	0
1	0	0	0	0	1
2	0	0	0	1	0
3	0	0	0	1	1
4	0	0	1	0	0
5	0	0	1	0	1

图 6.40　由 n 个 T 触发器组成的二进制定标器

示在并行输出端 $Q_0, Q_1, \cdots, Q_4$ 上。

如果采取一些预置措施，从 $2^4=16$ 个可能状态中抑制掉 6 个状态，则十进制定标器也可以只用四个触发器组成。欲达此目的，最简单的方法是在计数前 10 个脉冲的过程中，通过某些人为的方法，多产生六个脉冲。考虑到第二个触发器置位相当于两个输入脉冲，第三个触发器置位相当于四个输入脉冲，我们只需在计数前 10 个脉冲时把 $FF1$ 和 $FF2$ 多置位一次即可。在图 6.41 所示的常用电路中，这是通过引入从 Q_3 到 $FF1$ 和 $FF2$ 输入 P 的反馈来实现的。直到第七个输入脉冲，电路都按纯二进制方式工作，第八个输入脉冲引起 $Q_3 \to 1$，其 $0 \to 1$ 渡越所得到的输出脉冲，经微分(并延迟)后通过反馈电路同时置 $Q_1 \to 1$ 和 $Q_2 \to 1$。于是，在 10 个输入脉冲后，电路回复到初始状态，并产生一个输出脉冲，去触发下一个十进位级。



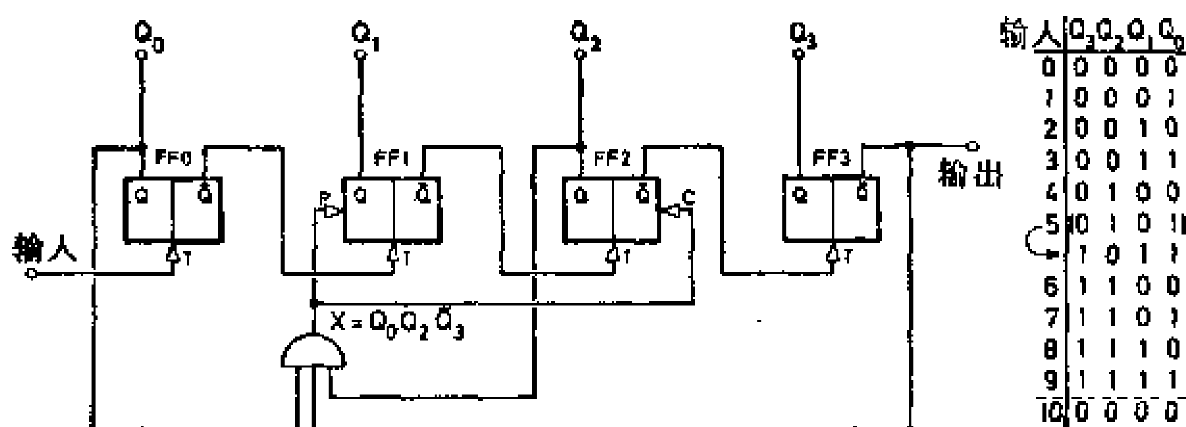
输入	Q_3	Q_2	Q_1	Q_0
0	0	0	0	0
1	0	0	0	1
2	0	0	1	0
3	0	0	1	1
4	0	1	0	0
5	0	1	0	1
6	0	1	1	0
7	0	1	1	1
8	1	1	1	0
9	1	1	1	1
10	0	0	0	0

图 6.41　具有反馈的 1-2-4-2 十进制定标器

显然，这种反馈原理不只限于基数为 10 的计数。通过把第八个脉冲反馈到前三个触发器中的 0 个（不反馈）、一个、两个或所有的三个输入端的办法，可以模拟出附加的 0，1，2，…，7 个输入脉冲。因而，用四个触发器，即可

实现计数基数为 9, 10, 11, …, 16 的定标器。此法推广到 n 个触发器时，即得到计数基数在 $2^{n-1}+1$ 和 2^n 之间的定标器。此外，还可采用各种不同的反馈回路。关于各种反馈回路的一般描述，可参看文献[6.033]。

反馈脉冲除从第八个输入脉冲导出之外，也可从任何其它输入脉冲中导出。例如，当从 5(=0101)开始，把 6 加到所有的二进制表示式中时，就可从纯二进制代码导出艾肯代码。因此，在图 6.42 相应的十进制定标器中，用一个"与"门 $X=Q_0\cdot Q_2\cdot \bar{Q}_3$ 来控制 0101 状态。到第五个脉冲输入时，X 变成 1，其 0→1 的渡越通过适当的辅助输入置 $Q_1\to 1$ 和 $Q_2\to 0$。后一渡越又置 $Q_3\to 1$。一般说来，表示定标器的一个特定状态需用一个有四个输入端的"与"门(例如 $X=Q_0\cdot \bar{Q}_1\cdot Q_2\cdot \bar{Q}_3$)。因为 $X=Q_0\cdot Q_2\cdot \bar{Q}_3$，除非在第五个输入脉冲之后，总是得 $X=0$，故在此特殊情况下，门输入 $\bar{Q}_1$ 可以省去。



输入	Q_3	Q_2	Q_1	Q_0
0	0	0	0	0
1	0	0	0	1
2	0	0	1	0
3	0	0	1	1
4	0	1	0	0
5	0	1	0	1
	1	0	1	1
6	1	1	0	0
7	1	1	0	1
8	1	1	1	0
9	1	1	1	1
10	0	0	0	0

图 6.42 艾肯代码十进制定标器

除用反馈之外，任何给定的计数代码还可通过使用一些能控制输入脉冲到各触发器通路的门来实现。图 6.43 所示的二进制代码的十进制定标器即是按这个想法作成的。直到第八个输入脉冲，门 X 都是开着的。定标器一直按纯二进制代码工作。在第八个脉冲之后，X 关闭而 Y 开启。第十个脉冲使得 $\bar{Q}_0$ 从 0 渡越到1，并通过 Y 使 $FF3$ 还原到 $Q_3=0$，定标器于是恢复到初始状态0000。与此同时，在 $\bar{Q}_3\to 1$ 时出现一个输出脉冲。

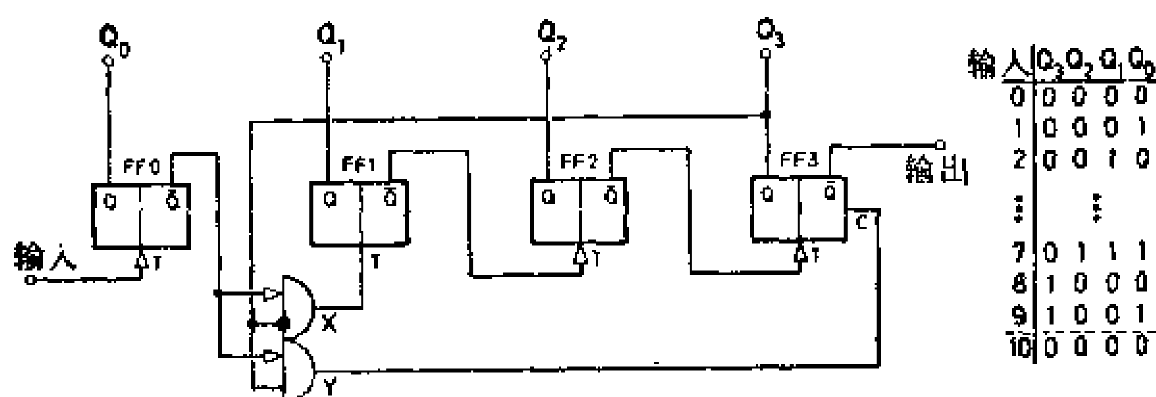


图 6.43　用门控制的二进制编码的十进制定标器

差值定标器　有时，例如当要从总计数率中减去本底时，就需要一个其状态能作 +1 和 −1 变化的定标器。图 6.44 画出了这种定标器的原理图。为简单起见，我们选择了纯二进制定标器。二进制链式电路沿正方向计数，还是沿反方向计数，视是右面的“与”门开启还是左面的“与”门开启而定。窄输入脉冲（加脉冲和减脉冲）在两个单稳多谐振荡器 *MMV* 中被展宽。展宽后的脉冲触发第一个触发器 *FF*0，与此同时，分别打开正向计数或反向计数的控制门。此单稳多谐振荡器输出脉冲的宽度必须比讯号通过二进制计数链式电路可能有的最大传播延迟长。加输入和减输入有相互禁止的关系，这使得定标器可不受同时发生的加脉冲和减脉冲的影响。

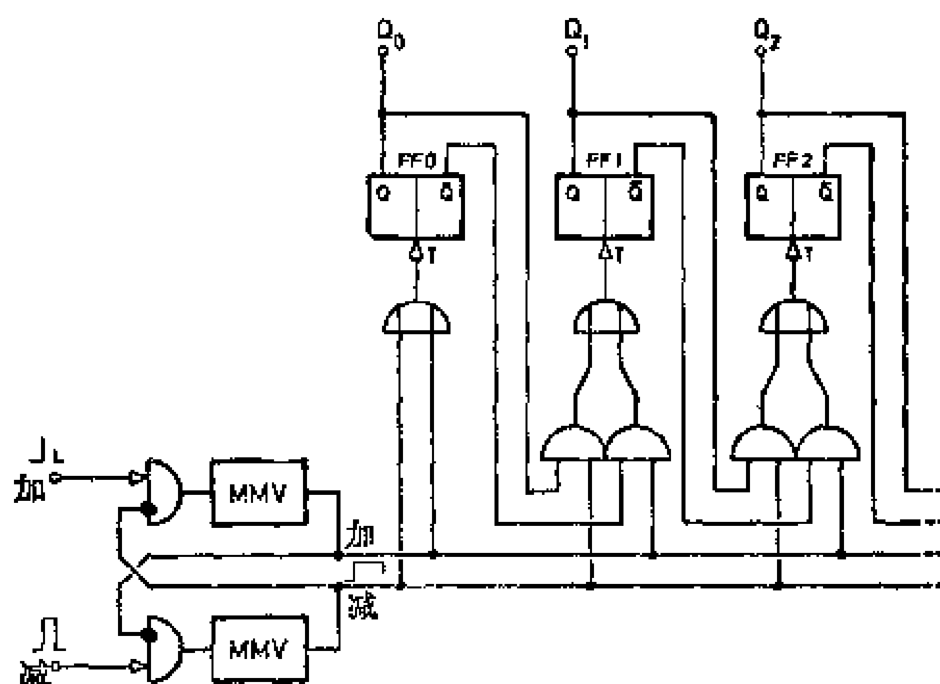


图 6.44　二进制编码的双向定标器

如果定标器需采用某种十进制代码构成，则图 6.44 的二进制定标器必须补入适当的反馈或控制门。当然，对于正向计数和反向计数，应各有一套反馈回路或控制门。

显然，按照图 6.44 作出的定标器的计数频率并不取决于第一级的分辨率，而取决于比它影响大得多的讯号从第一个计数级到最后一个计数级的传播延迟(单稳多谐振荡器引入的死时间还要长些)。因此，最好用同步定标器来作差值定标器。

同步定标器　在同步定标器中，所有的计数级与输入脉冲同步，同时被触发。除了差值定标器的要求外，特别是当步调不一的定标器的状态必须在不中断计数过程的情况下，并行地读出到某种(例如图 6.36 所示的)寄存器中时，还会出现所有计数数位即时形成的问题。在进行时间间隔直接数字编码时，就有这种要求。在读出过程中，读脉冲必须在两个计数脉冲之间加入，同时要求它与前一个计数脉冲相距足够长时间，以保证甚至最高计数级也确实达到平衡。

同步定标器的原理很简单(见图 6.45)：输入脉冲通过若干各受其前面所有触发器状态控制的门，同时加到所有触发器上。因此，各触发器与输入脉冲同步，同时被触发。图 6.45 所示的二进制定标器在引入适当的附加条件后，很容易转换成十进制代码的定标器。对于这种形式的二进制定标器，各计数级控制门的输入端数需顺次递增，很快就会达到一个不能容许的数值。因此，制作

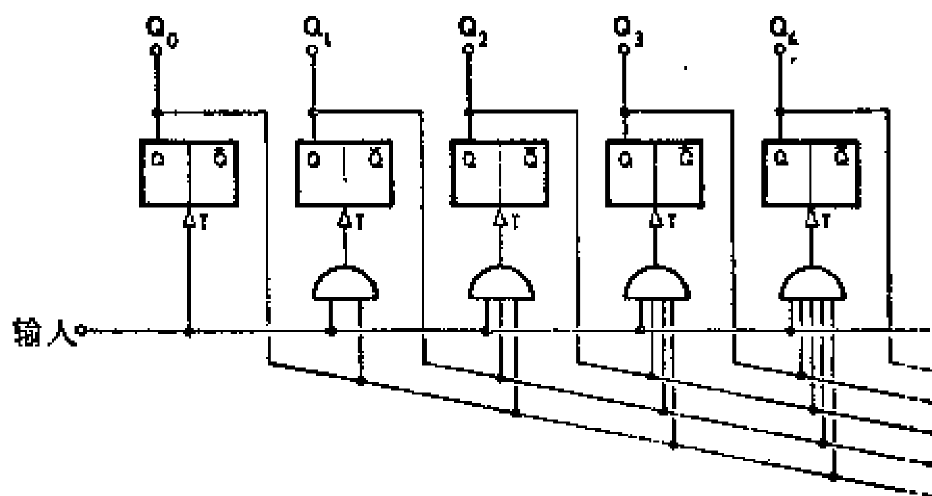


图 6.45　同步二进制定标器

更大容量的定标器时，最好只将三、四个触发器(例如各十进位级)组成的分立的子单元作成同步工作型，而整个定标器按不同步方式工作。环形定标器也可以同步地工作。

由寄存器和加法器构成的定标器　图6.46画出了所谓的动态定标器。其由循环寄存器(累加器)和加法器组成。累加器的存数通过加法器，或者连续循环，或者每输入一个脉冲循环一次。根据加法器另一个输入端的状态，累加器的存数或者保持不变，或者加1，或者减1。然而，在这种定标器中，进行简单的加1(或减1)运算所需的时间长得很不相称。尽管如此，把这种系统用在由许多只具存贮功能的寄存器与单个加法器配合组成的多路定标装置中却能提供很多好处。

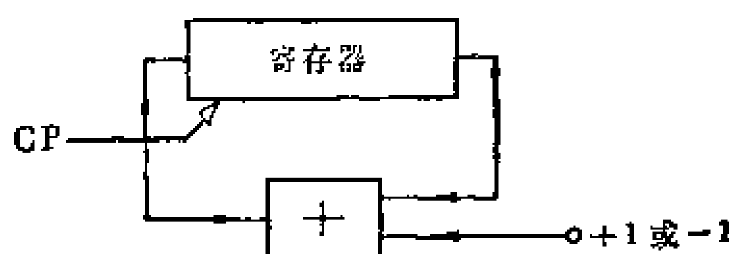


图6.46　由循环寄存器和加法器组成的动态定标器

定标器状态的指示　定标器的实际状态若用光学方法指示时，只需把一些小指示灯——如果需要的话，再配用一些适当的放大元件——连接到所有触发器的输出Q或$\bar{Q}$上即可。状态指示于是按所用的二元代码的形式进行。通常采用阳极涂有荧光化合物的指示三极管DM160(或其等效管)，或者小的气体放电管作为指示元件(见图6.47)。由于这些指示管的起动电压很高(≈100伏)，放电管必须通过由高压晶体管Q_1作成的放大器(驱动器)连到各逻辑输出上。DM160的阴极或者Q_1发射极的偏压V_t要选择在逻辑0和逻辑1之间的某个数值处。于是，DM160或者Q_1，仅在逻辑1时导通。电源电压V_1和V_2须满足条件$V_2>V_1$，同时，差值V_2-V_t须大于放电管的起动电压，而V_2-V_1小于放电管的熄灭电压。

如果指示的目的只是为了作检验，而且如果计数结果还要另

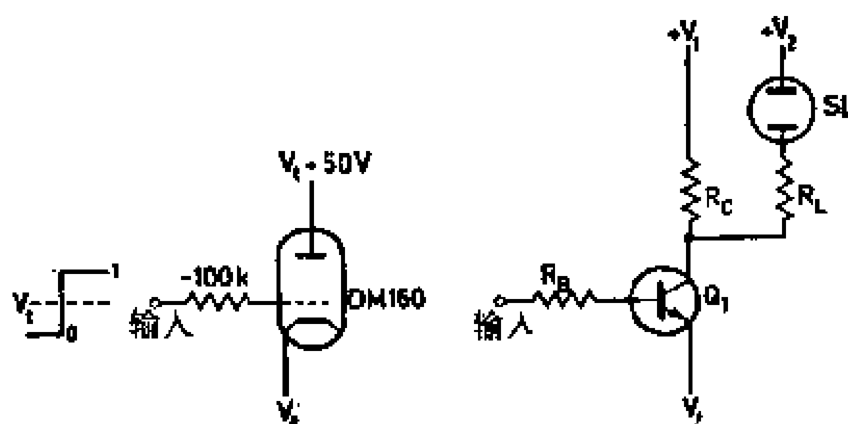


图 6.47　用指示三极管(例如 DM160)或用由晶体管驱动的放电管指示触发器状态

外自动编成十进制码打印出来、记录在磁带上或者还要作进一步加工时，用二元四集组代码作状态指示就行了。不过通常还要求有阿拉伯数字形式的十进制指示。实现这种指示的最简单方法，是在每个十进计数级内采用十个标有 0, 1, 2, 3, …, 9 等数字的指示灯。同时，也广泛使用具有十个电极形状如同数字的放电指示管(即所谓氖指示管)。指示的方法，是把十个指示灯，或者一个氖管的十个电极的输入端，通过编码矩阵，连到一个十进级的四个触发器输出端上。图 6.48 例示的指示电路，是按照 1-2-4-2 代码方式连接起来的。原则上，这种编码就是列出十个逻辑加的标准形式(6.04)，而所有各标准形式中，都只包含一项，即逻辑乘。在一般情况下，编码矩阵需用 10 个各具有四个输入端的"与"门。但是，因为 16 个四集组码并不是全都用了，所以很容易看出，有的逻辑乘可以省掉而不致造成错误。这种编码原理很容易推广到所用代码中。

"与"门可用任何电路逻辑，比如二极管逻辑来实现。然而，由于对时间分辨率并不苛求，所以最好选用成本低廉的 RTL 技术。从图 6.49 中可以看出，在图 6.47 的非线性晶体管化放大器前面加上两个、三个或者四个电阻，就构成一个"与"门。适当调节偏压 V_t，使得仅当 $A=B=C=1$ 时指示灯才发亮。当属于逻辑 0 和逻辑 1 的电压状态不是很确定时，使用这种具有四个输入端的 RTL 门会带来一些困难。

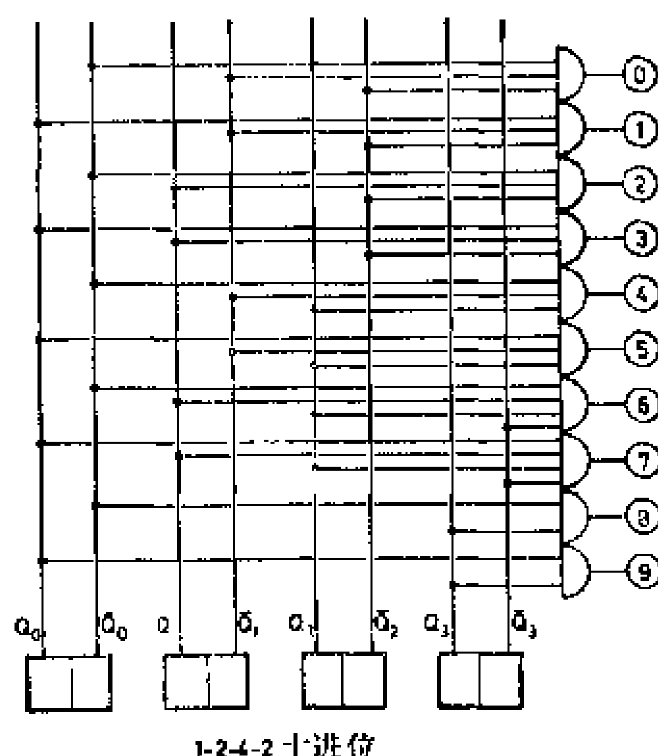


图 6.48　图 6.41 电路的编码矩阵

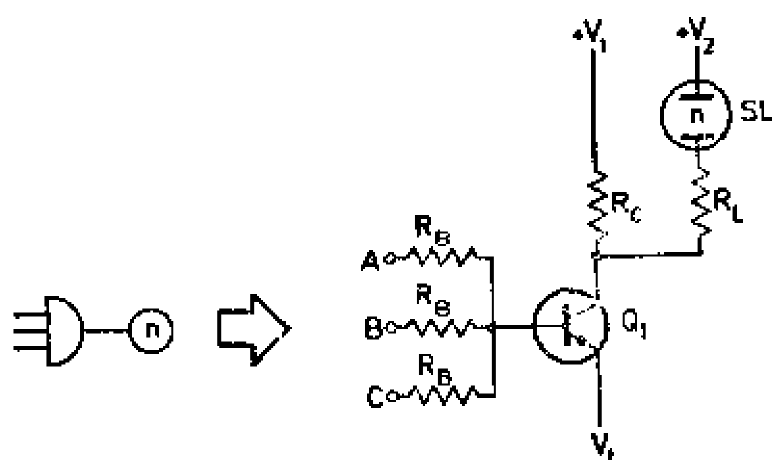


图 6.49　具有状态指示的 RTL"与"门

在本章开头所引用的一般性评论文献中，介绍了许多实用的十进制定标器电路。在此，我们仅指出几篇具有创造性见解的文章供参考。亚历山大(Alexandor)等人[6.034]研制了一个计数频率为 20 兆赫的非饱和晶体管(*CML* 技术)十进制定标器。库切拉(Kuchela)[6.035]介绍了一个 1-2-4-2 代码的简单反馈电路。邦达(Bondar)[6.036]制成了双向十进制定标器。库克-亚巴勒(Kocke-Yarborough)等人[6.037]只用两个触发器和一个三稳态电路作成了十进制定标器，故电路元件数目可以稍稍减少。最常用的十进制定标器是用一个触发器和一个包含五个单元的环形定标器组合构成。这种所谓的二-五进制定标器有高的计数速度[6.038,6.039]。

另外，还有各种专用的计数管，如各种冷阴极管（十进位管）或加热真空管 E1T[6.040~6.042]。然而，在现代化的电路中，这些管子都很少使用了。

6.3. 逻辑数字电路和算术数字电路

本节，将讨论用于数据处理系统中的一些电路实例。

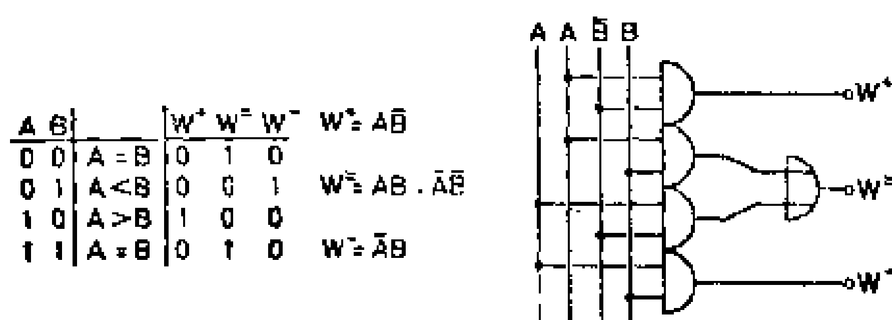
数字编码数的比较 通常，需要用到一种能够判定两个给定数字中哪一个较大（或者两者是否相等）的电路。图 6.50 概示了两个一位二进制数 A 和 B 相比较的情况。根据关系式 $A>B$, $A=B$ 或 $A<B$ 中哪一个成立，输出端 W^+, $W^=$ 或 W^- 中对应的那个就有讯号输出。利用布尔代数，可把关系式 $W^= = A\cdot B \vee \bar{A}\cdot\bar{B}$ 进一步简化。现将计算式详细列出，作为利用基本逻辑运算法则的另一个实例。

$$W^= = A\cdot B \vee \bar{A}\cdot\bar{B} = \overline{(\bar{A}\vee\bar{B})\cdot(A\vee B)}$$

$$= \overline{A\cdot\bar{B}\vee\bar{A}\cdot B} = \overline{(A\cdot\bar{B})}\cdot\overline{(\bar{A}\cdot B)}.$$

故

$$W^= = \overline{W^+}\cdot\overline{W^-}. \qquad (6.07)$$



A	B		W^+	$W^=$	W^-	
0	0	A = B	0	1	0	$W^+ = A\bar{B}$
0	1	A < B	0	0	1	$W^= = AB \cdot \bar{A}\bar{B}$
1	0	A > B	1	0	0	
1	1	A = B	0	1	0	$W^- = \bar{A}B$

图 6.50 一位二进制数 A 和 B 的比较

利用(6.07)式，可以减少图 6.50 中所用的门数。在多位二进制编码数相比较时，必须从最有效（最高）位开始，对各位数一一进行比较。不等式一旦建立，便不受较低位的影响（例如 10000＞01111）。图 6.51 画出了一个用来比较两个 $(n+1)$ 位二进制编码数的电路。此电路是利用(6.07)式设计而成的。仅当最高位、次高位等都相等时，后面的位数才允许进行比较。同时，仅当所有相应

数位对相等时，电路才会指出两个数字相等。两个最高数位不相等时，电路将产生一个不对称讯号，从而阻塞后面的所有各门，并通过相应的“与非”门（这里起“或”门作用）引起 $W^+=1$ 或 $W^-=1$。文森特(Vincent)[6.043]对此电路作了详细研究。阿姆拉姆(Amram)等人[6.044]研究了另一种电路。如果在所用的四集组代码中，更大的二进制等价码相应于更大的十进制数，则二进制数比较器也同样可用来比较二进制编码的十进制数。显然，图 6.08 中的所有三个四集组代码都满足此条件。

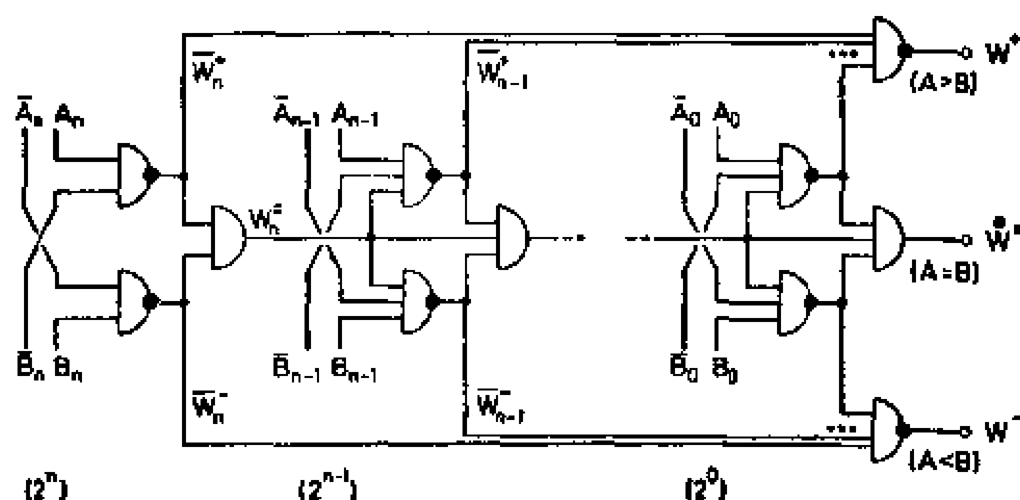


图 6.51　按(6.07)式设计的($n+1$)位数字比较器

数据传送　从脉冲计数所得的有用数据，通常以并行方式出现在定标器 n 个触发器的 n 个输出端 Q 或 $\bar{Q}$ 上。虽然最快的传送办法是使用 n 条线并行传送，但每条线都要用大量的门。若把信息经过并行-串行转换后，再用单根线，以串行形式相继传送出去，这样虽然稍微费时间，但成本却低得多。移位寄存器（图 6.52a）特别适合于作串行传送的输入或输出器件。两个移位寄存器必须由同一时钟脉冲 CP 驱动（当要经过能引起讯号显著延迟的长线进行传送时，作接收器用的移位寄存器的时钟脉冲序列必须经过相应的延迟）。如果对定标器的并行输出进行相继取样（图6.52b），则无须用图 6.36 所示的庞大的并行-串行转换装置，也能实行串行表示法。图中，在相邻“与”门的输入之间，取样脉冲要恰好延迟一个数位时间。这种延迟可以通过由时钟脉冲驱动的触发器链式电路来实现。此链式电路实际就是一个起延迟线作用的移位寄存

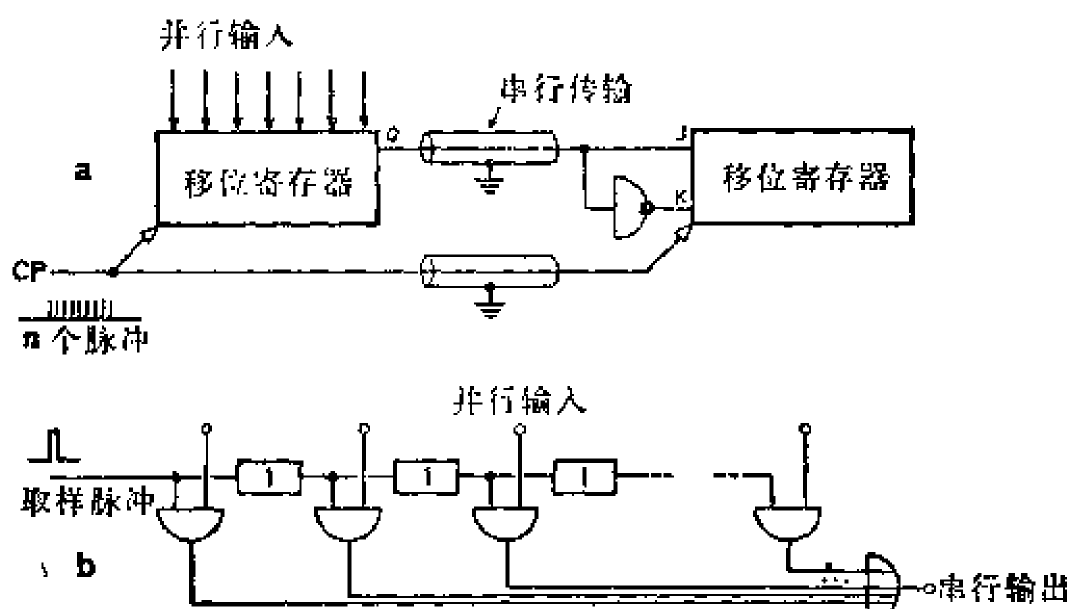


图 6.52a～b　两个移位寄存器之间的数据传输(a)和通过对并行输出进行顺序取样作成的另一种并行-串行变换器(b)

器，它把逻辑 1 从其左端传向右端(——→环形定标器)。然而，所需的延迟也可用无源延迟线来实现[6.045]。另一个移位寄存器，或用延迟线作成的逆串行-并行转换系统，起"接收机"作用。

麦克诺特(McNaught)等人[6.046,6.047]提出用普通电话线，在较长距离内传送数字数据。

当数据必须穿过高压接口时，例如，讯号必须从安装在加速器高压头上的计数装置传送到接地处理装置时[6.075, 6.076]，会出现一些特殊问题。在这种情况下，最好使用光耦合线(光源——→接收器)[6.077]。

加法　两数相加这种算术运算，原则上可用一定标器，对第一个脉冲数和第二个脉冲数相继进行计数来实现。利用双向定标器，还可实现减法运算。当欲相加之数不是以脉冲序列形式出现，而是以并行或串行表示的数字编码形式出现时，加法运算可通过逻辑网络实现。采用二进制代码时，加法非常简单，如下面12(1100)和 14(1110) 相加所例示的：

	(1)←		(1)←		(0)←		(0)←		C(进位)
1 2			1		1		0	0	A
+ 1 4			1		1		1	0	B
2 6	1	(1)	1	(1)	0	(0)	1	(0) 0	S(和)

(6.08)

在(6.08)式中，明显地示出了到下一个更高数位的进位。因为最低位不可能有进位输入，故 $C_0=0$，总和只有 A_0 及 B_0 两项。和数 S_0 及到下一个较高数位的进位 C_1，用所谓的半加器组成。半加器的真值表、电路符号和两种可能的电路，表示在图 6.53 中。利用布尔代数法则，我们很容易验证

$$S_0=\bar{A}_0\cdot B_0\vee A_0\cdot\bar{B}_0=(A_0\vee B_0)\cdot\overline{(A_0\cdot B_0)}$$
$$=\overline{(\bar{A}_0\cdot\bar{B}_0)\vee(A_0\cdot B_0)}.$$

在给出的电路中，究竟采用哪一种，取决于 A_0 和 $\bar{A}_0$ 以及 B_0 及 $\bar{B}_0$ 是否都可采用，等等。当然，也可以采用门的其它组合形式。

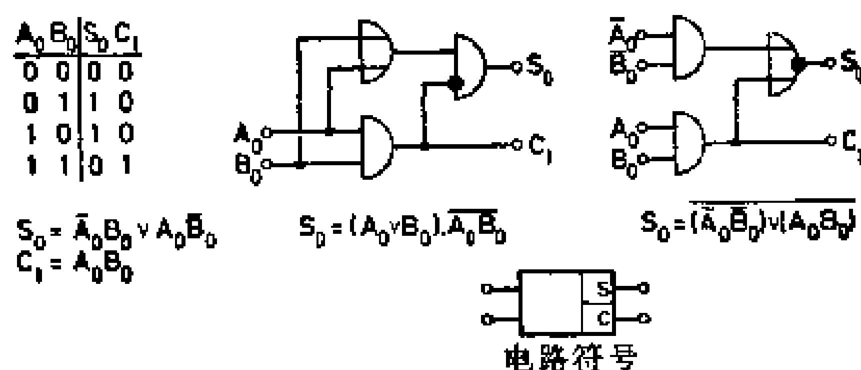


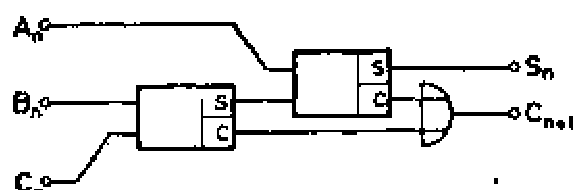
图 6.53　半加器

较高数位相加所需用的所谓全加器，必须有三个输入端 (A_n, B_n, C_n) 和两个输出端 (S_n, C_{n+1})。其真值表、电路符号和实际电路方案表示在图 6.54 中。如果把半加器作成插件式的，则全加器很容易用两个半加器作成(故名为半加器)。但若加法器必须由个别的"与"、"或"、"与非"或"或非"门组成，则适当变换 S_n 和 C_{n+1} 的表达式，可以稍稍减少所用的门数。图 6.54 画出了只由四个"或"门、四个"与"门及一个反相器组成的全加器方案，读者可以自己推导它们相应的 S_n 和 C_{n+1} 的逻辑表达式。

为了将串行表示的两个二进制数相加，只需用一个全加器(图 6.55)。进位输出 C_{n+1} 通过触发器(等于一级移位寄存器)延迟一个数位时间后，再送入输入端 C_n。通常，不是用单另的移位寄存器 $SR3$ 寄存和数，而是将输出 S_n 再连到 $SR1$ 的输入上。这

样，在完成相加运算之后，其结果 $S=A+B$，就出现在称作累加器的移位寄存器 $SR1$ 中。

A_n	B_n	C_n	S_n	C_{n+1}
0	0	0	0	0
0	0	1	1	0
0	1	0	1	0
0	1	1	0	1
1	0	0	1	0
1	0	1	0	1
1	1	0	0	1
1	1	1	1	1

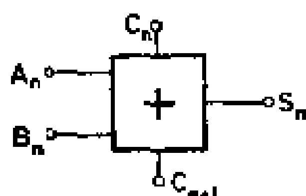


$$S_n=\bar{A}_n(\bar{B}_nC_n\vee B_n\bar{C}_n)\vee A_n(\overline{\bar{B}_nC_n\vee B_n\bar{C}_n})$$

$$C_{n+1}=B_nC_n\vee A_n(\bar{B}_nC_n\vee B_n\bar{C}_n)$$

$$S_n=\bar{A}_n\bar{B}_nC_n\vee\bar{A}_nB_n\bar{C}_n\vee A_n\bar{B}_n\bar{C}_n\vee A_nB_nC_n$$

$$C_{n+1}=\bar{A}_nB_nC_n\vee A_n\bar{B}_nC_n\vee A_nB_n\bar{C}_n\vee A_nB_nC_n$$



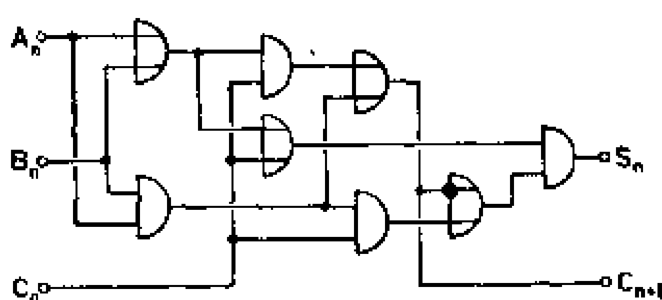


图 6.54　全加器

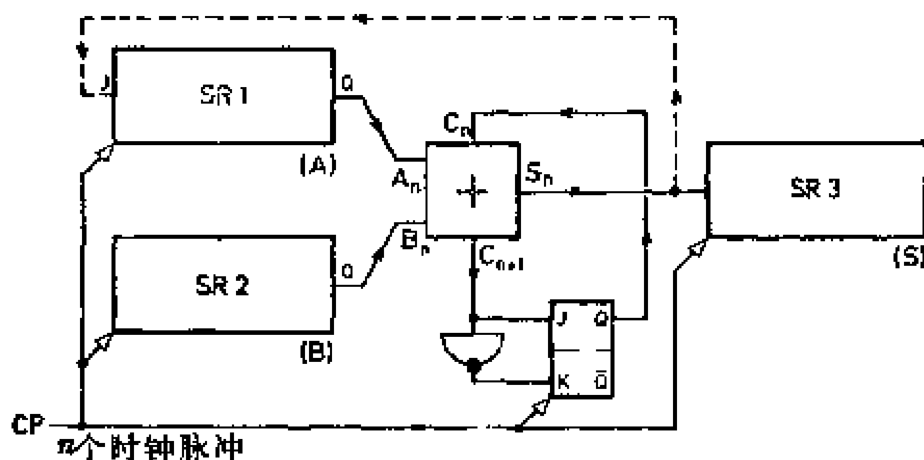


图 6.55　用串行方法表示的二进制数的相加

减法运算可由加上所谓减数的 1 的补码来实现。1 的补码可由将原数补至…1111 导出。例如，原数为 10110111 时，得到其 1 的补码为 01001000。显然，1 的补码即由将原数各数码进行简单反演构成。在串行表示法中，单个反相器即可完成此项工作。如果 1 的补码在相加时产生"溢出"，则相减结果还必须在最末一位用 1 来校正：

$$
\begin{array}{r} 2\,3 \\ -\quad 9 \\ \hline 1\,4 \end{array}
\Rightarrow
\begin{array}{r} 1\,0\,1\,1\,1 \\ -0\,1\,0\,0\,1 \\ \hline ? \end{array}
\Rightarrow
\begin{array}{r} 1\,0\,1\,1\,1 \\ +1\,0\,1\,1\,0 \\ \hline (1)\ 0\,1\,1\,0\,1 \\ \llcorner\!\!\longrightarrow 1 \\ \hline 0\,1\,1\,1\,0\ (=14) \end{array}
\quad . \qquad (6.09)
$$

关于数字的数学关系，或者关于在纯加法运算中累加器发生"溢出"时所必须采取的措施等问题的详细讨论，可参看文献[6.012]或其它有关数字计算机的专著。

在并行表示法中，和数能即时形成。每个加法器的进位输出，连到下一个更高位的进位输入上。如果运算数是用二元四集组码编成的十进制代码，则加法必须先在各十进数位内进行。各十进数的进位被引到各自的下一个更高十进数位去。在使用四集组码的大多数情况下，甚至各十进数位内的加法运算也最好用二进制方式进行，并且，先用一个校正网络，对所有假的即所谓伪四集组码进行校正。例如，在用艾肯代码时，只要下面的伪四集组码：0101，0110，0111，1000，1001，1010 不出现，两个数二进制相加的结果总是正确的(包括十进制进位)。当出现上述伪四集组码之一时，若无十进制进位出现，则必须用加 0110(等于加 6) 来校正；若出现十进制进位，则用加 1010(等于减 6)来校正。校正相加所得的任何进位都须抹去：

没有十进制进位			有十进制进位		
	1	0 0 0 1		5	1 0 1 1
	+ 4	+ 0 1 0 0		+ 6	+ 1 1 0 0
伪四集组码	↓	0 1 0 1	伪四集组码	↓	(1) 0 1 1 1
校　正	↓	0 1 1 0	校　正	↓	↓ 1 0 1 0
	5	1 0 1 1		(1) 1	(1) 0 0 0 1

(6.10)

图 6.56 画出了适合艾肯编码数在并行表示时用的十进制加法器。上面一行的四个全加器，组成二进制和数，门系统监视任何伪四集组码的出现，并起动 0000 或 0110，或 1010 的相应校正加法。这种加法器也可用在数码采用串行-并行表示的场合下，即与各十进

制数位对应的四集组码中的各二进数位，用并行方法传送，而各个十进数位，用串行方法传送。

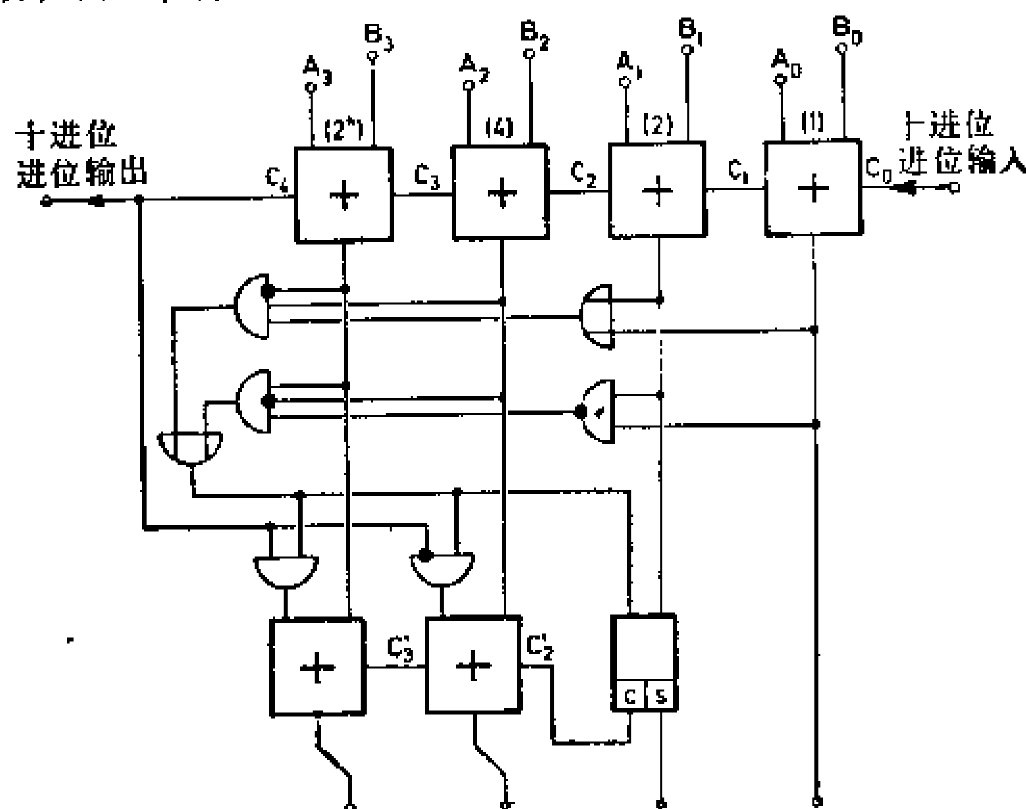


图 6.56 用并行四集组码表示的艾肯代码十进制加法器

十进制数的减法，可转换成所谓 9 的补码(将原数补到……9999)的加法[6.012]。例如：

$$\begin{array}{r} 6\ 3\ 8\ 2 \\ -\ 2\ 9\ 3\ 1 \\ \hline 3\ 4\ 5\ 1 \end{array} \Rightarrow \begin{array}{r} 6\ 3\ 8\ 2 \\ +\ \ 7\ 0\ 6\ 8 \\ \hline (1)\ 3\ 4\ 5\ 0 \\ \longrightarrow 1 \\ \hline 3\ 4\ 5\ 1 \end{array}. \tag{6.11}$$

乘法和除法运算可分别通过在每位数内进行一系列的相加和相减来实现。基数幂(即二进制中的 2^n 及十进制中的 10^n)的乘法和除法，是通过向左或向右移动相应数位实现的。为向右移一位，需把一个脉冲加到移位寄存器的时钟脉冲输入端上；而为向左移一位，需把 $n-1$ 个时钟脉冲加到一个 n 级循环寄存器上。有关数学技巧和电路方案的细节，请参看文献[6.012]和其它计算机专著。

二-十进制转换　通常，必须把二进制编码数转换到十进制数系中，或者反转过来。现已有各种解决此问题的方法。下面将举两个例子进行讨论。

图 6.57 画出的电路，能把二进制编码数转换到二进制编码的十进制表示形式中。此电路利用了如下事实：十进制定标器的第一、第二、第三和第四个触发器置位，分别相当于 1, 2, 4, 8 个脉冲输入。进位讯号被送入各自的下一个十进位级的第一个触发器中。此电路还必须通过在二进制数输入端加入延迟线系统来完善，以确保在任何十进位计数级中，决不会有一个以上的输入处在逻辑 1 状态。来自基数 2 各个幂的讯号，被送入转换定标器的相应输入端，此转换定标器，再把来自各级的存数加起来（例如 $2^7=128=8\times10^0+2\times10^1+1\times10^2$）。布里尼(Brini)等人[6.048]利用图 6.57 所示的原理，介绍了一个适合于核研究用的变换器。奥克斯利(Oxley)[6.049] 研制了用选择开关和真空管作成的另一种形式的转换器。

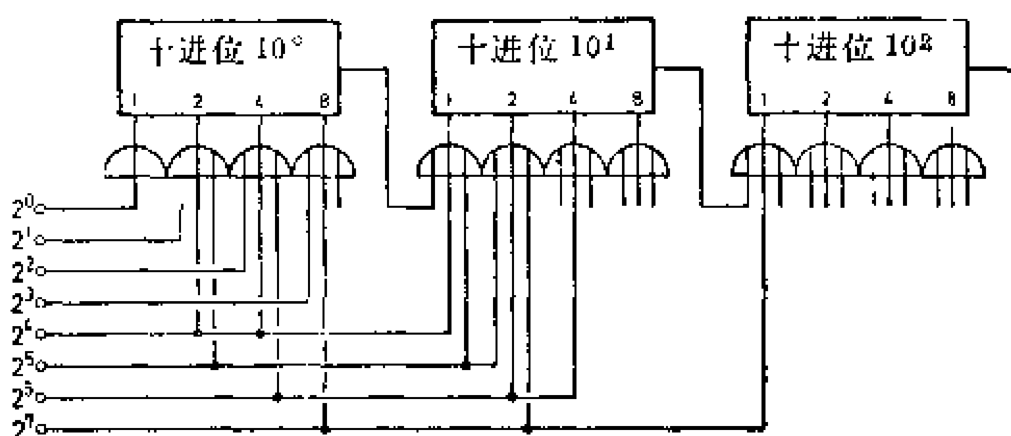
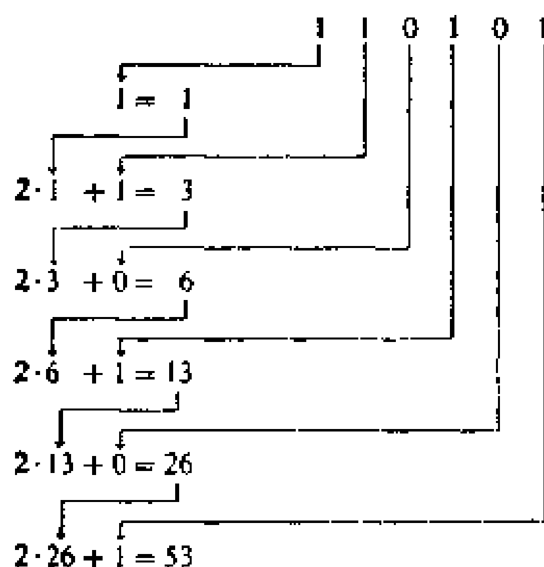


图 6.57　二-十进制转换器

罗尔斯（Rowles）等人[6.050]将定标器状态乘 2，并按照二进制编码数的各个数位加上 1 或者 0，制成了另一种形式的转换器。此方法可用下面 110101→53 转换的例子来说明：



(6.12)

这个著名的数学方法的根据如下：通过一系列的乘 2 运算，$(n+1)$ 位二进制数的第一位乘 2^n，第二位乘 2^{n-1}，依此类推，直到最末一位乘$1=2^0$。制作相应电路需用这样一种十进制定标器，其各十进级配备有附加的门系统，使得十进级状态可通过一共有脉冲乘 2。当十进级的状态大于 5 时，就会有一个脉冲进位到下一个十进级。但是，由于每次乘 2 后，定标器状态都成为偶数，在二进制编码的十进制表示形式中，总是以 0 结尾，故每个十进级第一个触发器的初始状态，在刚乘 2 之后都变成 0。因此，进位脉冲只会使下一个十进级的第一个触发器置 1，在计数链式电路中，没有更高次进位传递。二进制数从最有效数位开始，加到第一个十进级的第一个触发器的输入端，并与乘 2 脉冲保持同步。用这种方法，运算速度非常快，因为二进制编码信息的每位数，只需进行一次逻辑运算。

逆转换，即十进制-二进制转换，也可用类似方法实现（参看文献[6.051]）。

6.4. 存 贮 器

原则上，任何具有两个稳定状态的元件，都可用来存贮数字编码信息。因此，触发器实际上就是一个存贮元件，定标器则是能同时进行加 1 逻辑运算的存贮器。移位寄存器也是一种存贮器。

但是，若由触发器或其它有源元件来构成大容量存贮器，成本太高。此外，一旦电源电压发生故障，所存贮的信息就会被丢失。因此，当不要求其具有附加功能，如前面提到的加法运算等功能时，或者不要求过高的写读速度时，最好使用便宜的无源元件作存贮器。在数据处理系统中，主要使用由磁性存贮元件作成的存贮器。

当存贮容量高到 $10^5 \sim 10^6$ 位二进制数码时，最好使用可磁化的连续介质（磁带、磁鼓、磁盘等）作存贮器。而当被存贮的信息数量较少时，最好选用由集总元件（铁氧体磁心）构成的存贮装置。一般说来，存贮容量越大，所付出的取数时间也越长。存贮器有两

种不同类型：一种是随机取数存贮器，在这种存贮器里，可通过某种方法，比如说，通过只激励所选中的一组铁氧体磁心的方法，同每个存贮单元直接联系；另一种是顺序读出存贮器，在这种存贮器里，向某个指定存贮单元取数，也许要越过大量的其它单元方能实现(例如磁带)。在顺序读出存贮器中，指定单元的选择主要用机械方法(磁带位置)实现，故取数时间相当长。尽管如此，如果两个相邻单元被用来存贮相继到来的信息，同时，如果再用一个缓冲寄存器(即所谓去随机器)使信息计数率的随机起伏减少时，顺序读出存贮器也成功地被用来存贮高计数率的信息。

根据不同的应用对象，最好选用不同类型的存贮器。铁氧体磁心存贮几乎毫无例外地被用在多道分析器和多路定标装置中，或者用来作缓冲寄存器。磁带存贮器，或其它顺序读出存贮器，则用在具有大量道数的分析器和多参数分析器中，或者被用来存贮中间数据，待以后再送入数字计算机作离线处理。在数字计算机或其它更复杂的系统中，则需要一整套具有不同容量和不同取数时间的存贮器。

详细讨论存贮系统已超出本书范围。同时，这个问题已包含在大量的计算机教科书中(例如文献[6.012, 6.068])，故在此不再赘述。下面，为了说明诸如地址、地址寄存器、读、写等重要概念，我们只是简单地讨论一下铁氧体磁心存贮器的工作原理。

铁氧体是一种可磁化的材料，它具有形状近似矩形的磁滞回线，同时，在很高频率下，也具有小的电损耗。为简单起见，我们将假定它具有如图 6.58 所示的理想化矩形特性曲线。剩余磁通密度的两个值 $+B_r$ 和 $-B_r$ 分别相当于 1 状态和 0 状态(此座标是任意选取的)。把一个大于所谓矫顽磁场临界值 H_c 的磁场强度 H 加到磁心上时，磁心即被带到 1 状态；强度相同而方向相反的磁场，又可使磁心回复到 0 状态。

由于磁心具有很确定的矩形磁滞回线，所以它可以用来鉴别磁场强度 H，或者磁场感生电流 I。低于 H_c 的场强，不能改变磁心状态。利用这一特性，就能从磁心矩阵中，选出指定的磁心。磁

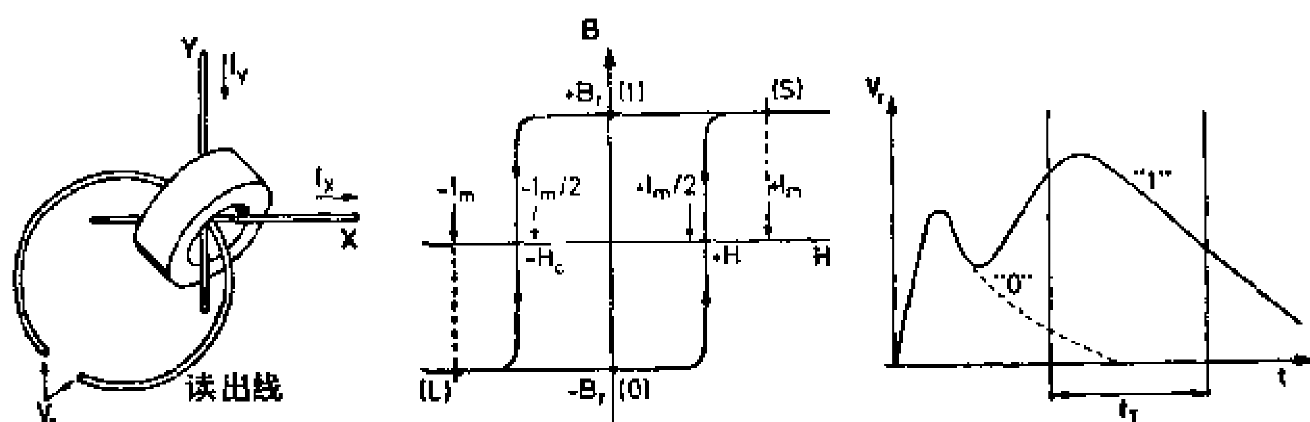


图 6.58 铁氧体磁心的工作原理

场强度H是由流过两个垂直线X和Y中的部分电流$I_m/2$感生的。这里，条件$I_m/2<I_c<I_m$成立。式中，I_c表示与矫顽磁场H_c对应的电流。由于部分电流$I_m/2$的大小不足以激活磁心，因而，只有处在两个激励电流导线X和Y交点上的磁心才被激活。

为了读出磁心状态，还需附加一根读出线。在读出时，磁心状态在负电流脉冲$-I_m$的作用下，被带到L点。此时，最初处在1状态的磁心，其磁通密度改变了$-2B_r$，因此在读出线上感生一个电压脉冲。此电压脉冲的时间积分是$2FB_r$（F为磁心的截面）。$2FB_r$之值约为10^{-7}伏·秒。实际的电压脉冲幅度还依赖于渡越时间。而最初处在0状态的磁心不感生任何电压脉冲。

渡越时间与控制电流I_m近似地成正比。对于所有已知的铁氧体，这个比例常数几乎是相同的。同时，为了获得大幅度的读出脉冲，也需要大的控制电流I_m。为此，根据条件$I_m/2<I_c<I_m$，应当选用矫顽磁场H_c大的铁氧体。当H_c等于几安培/厘米时，渡越时间可低到零点几微秒，而读出电压脉冲的幅度达到约0.1伏。

对一个从$t=0$开始的阶跃电流而言，读出脉冲$V_r(t)$的特征形状如图6.58所示。由于实际磁心的非理想特性，以及选择电流在读出线上产生的干扰电压的感应作用，处在0状态的磁心，也会产生一个电压脉冲。但此脉冲幅度较小，更重要的是它比1脉冲窄。0和1之间的鉴别，可通过幅度甄别器进行，或者最好是在相对于选择电流阶跃脉冲延迟了一段时间间隔t_T的期间内，用所谓

读出放大器对读出脉冲进行取样来实现。

读出的同时又清洗了磁心。因此，如果想不间断地存贮信息，就必须在读出之后，立即把信息重新写入。所以，在所有存贮器内，都能观察到一个用来起动读写程序的读写循环。图 6.59 画出了一个用来存贮 16 个二进制数，每个数只有一位的存贮器的内部结构图。

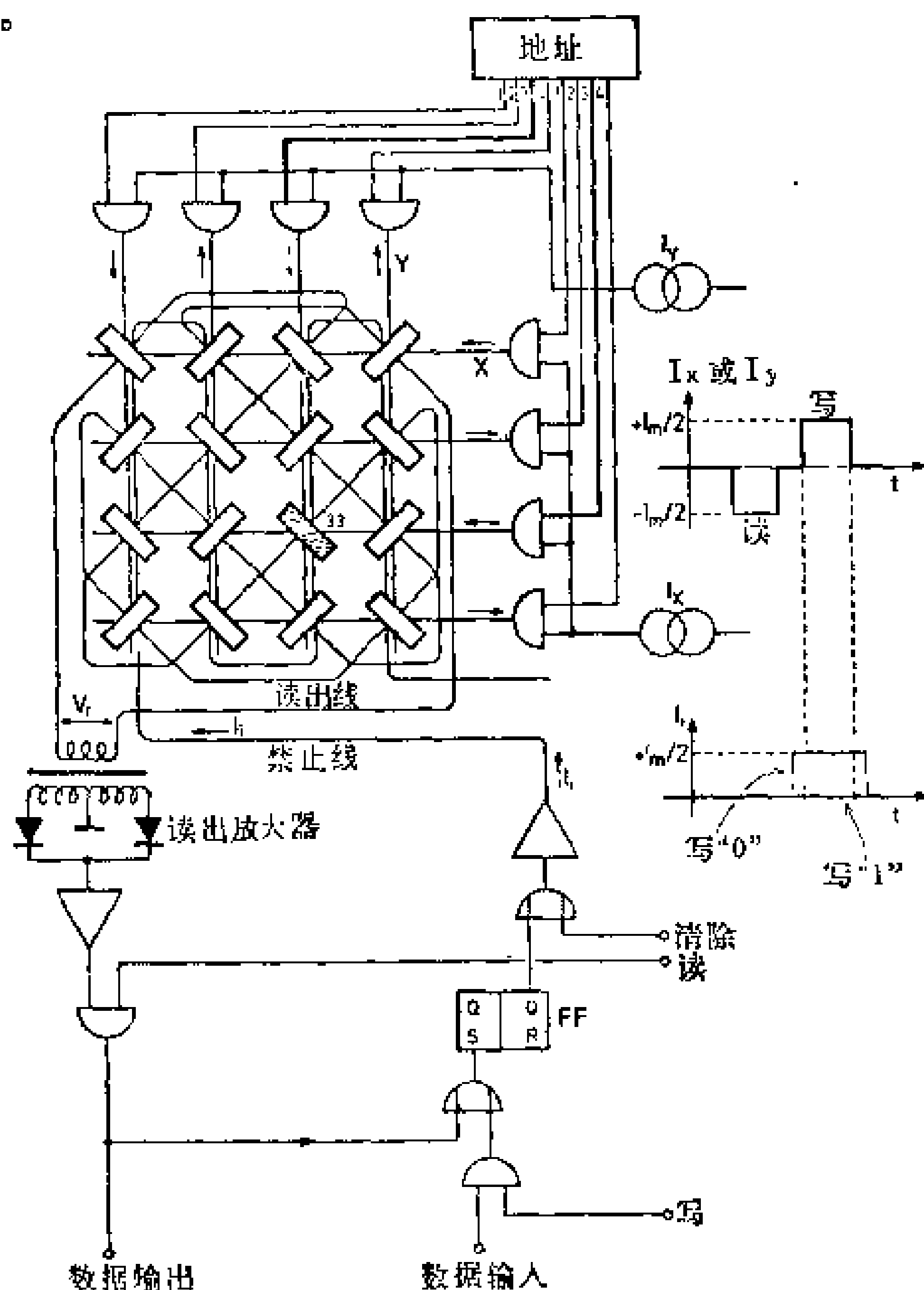


图 6.59　16 个一位二进制数的铁氧体磁心存贮器的内部结构

通过绕线的技巧，可使相邻线间选择电流 I_X 和 I_Y 的正方向发生改变。因此，我们用一个箭头来标出每根特定选择线部分电流 $+I_m/2$ 的正方向。两个电流产生器 I_X 和 I_Y 经过若干门连到选择

线上。而这些门受地址寄存器的适当编码输出所控制(图中画出了向磁心"33"取数的实例)。读出线从两个方向通过存贮器的磁心，故感生出两种极性的读出脉冲。因此，读出讯号在读出放大器中必须先被整流。选中的磁心通过 X 和 Y 线上的"读"电流脉冲 $-I_m/2$，被还原到 0。其存数出现在读出放大器的输出端，并由此再送往该装置的外部电路（输出）以及辅助寄存器 FF（在这种一位二进制数存贮的特殊情况下，它由单个触发器构成）。通过后随的"写"脉冲，此存数又从 FF 重新被写入到磁心中。

对于"写"过程，还要提供一根附加的所谓禁止电流线。此线以与各 Y 线相反的方向穿过磁心。除了禁止线流过电流 $I_i=I_m/2$ 的场合之外，"写"电流脉冲($+I_m/2$)将使所选磁心置 1。电流 I_i 的大小选择得正好能中和电流 I_Y。因此，如果 I_i 出现，则所选磁心在写脉冲存在时，也仍保持在 0 状态。

为了把外部数据输进存贮器内，需要先将此数据送到辅助寄存器 FF 中，然后施以完整的读写循环。选中的磁心先是被清洗，然后，或者被置位到 1，或者保持在 0。选中磁心的清洗也可通过起动"清除"输入，在读写循环期间实现。

为了存贮一位以上的二进制数，需要把许多磁心矩阵板相应地堆积在一起。每个矩阵板有各自的读出线和禁止线，而 X 线和 Y 线是公共的。故此，数据输入和数据输出都以并行表示方式出现。当然，也可采用内部结构与上述情况不同的其它许多装置。但大多数装置都是基于电流重合选择原理作成的。铁氧体磁心存贮器的循环时间一般在 1 到几微秒之间(欲更细了解，可参看文献[6.012, 6.052～6.054, 6.068])。

用可磁化薄膜作成的存贮器具有较短的循环时间[6.068]。它除了在所考虑的最高频率下也能降低损耗外，还具有一些重要的物理特性，使其很宜于用作存贮器。亚历山大等人[6.055]研究了薄膜存贮器的性能和它在核电子学中的可能应用问题。一个实用的存贮器的循环时间可达 200 毫微秒。埃默[6.056]曾介绍了快速薄膜存贮器在极快速多道分析器中的应用问题。

6.5. 数据输出设备

各种寄存器、存贮器或定标器的存数，除用光学方法指示外，通常还需要有一个数据输出设备，此设备能以实验记录稿形式记录测量结果，以供后来使用或作进一步加工。各种机电打印机可供此目的用。实践证明，用穿孔纸带来存贮将被送入数字计算机作离线处理的中间结果，是颇为有利的。文献[6.007，6.012，6.054，6.068]对各种打印机和穿孔装置进行了评述。

除少数例外，数据输出设备均采用十进制代码工作。因此，相应的输出电路应能把数据从所用的机械代码转换成十位一元代码。代码转换可采用如图 6.48 中所示的方法，不过现在不是去启动指示灯，而是去启动各个杆状电磁铁的线圈。打印机有两种不同类型，需加以区别。一种是并行打印机，这种打印机一次能在稿纸上印出一整行数据(比如说，印出定标器的所有数位等)；另一种是串行打印机，这种打印机一次只能印出一个数字(一般是印出一个字母数字符号)。大部分纸带打印机按并行方式工作；电动打字机按串行方式工作。台式计算机可用来对数据进行诸如求和，减去本底等简单计算(或算术运算)，它要求数据串行输入，而打印过程则是按并行方式进行的。

并行打印机的普遍型式，是采用打字轮(数字布置在轮的周围)，每一个十进制数字有一个打字轮，通过一个机电控制的插销，此打字轮可转换到下一个更大的数字上。如果最初打字轮的位置对应于 0，则加一个输入脉冲可使它转到 1，加两个输入脉冲可使它转到 2，依此类推。当所有轮都处在正确位置时，打印方可实现。在每次打印开始之前或结束之后，所有轮都返回到初始位置。

如果我们选 9 作起始位置，使打字轮每当来一个脉冲就转向下一个较低数字，则很容易使打字轮转到正确的打印位置。显然，要把打字轮推到位置 n 就需要有 $9-n$ 个脉冲。图 6.60 画出了这种打印机与十进制定标器的耦合电路。当计数过程结束时，一个

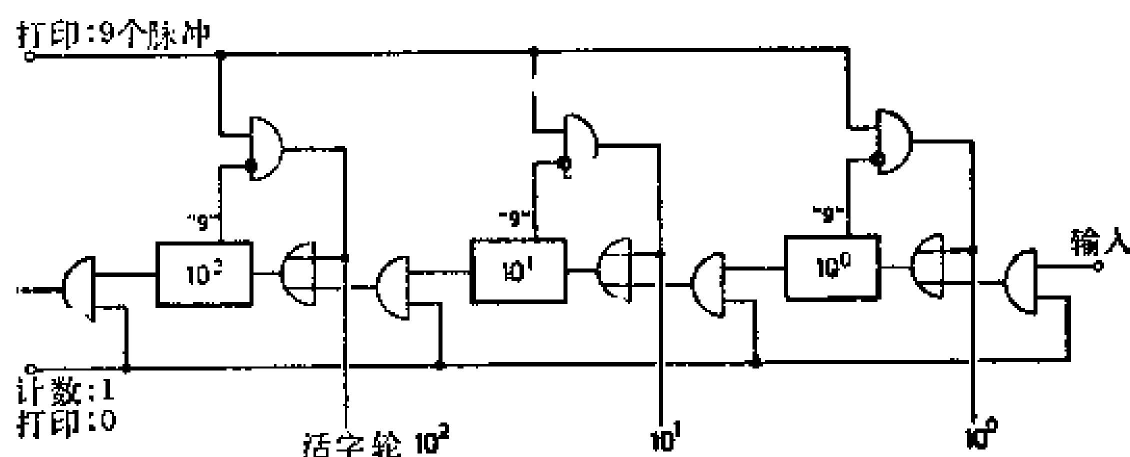


图 6.60　用单脉冲序列控制打印机字轮

0 讯号 ("打印") 中断各十进级的相互连接，此后，9 个脉冲通过"与"门被送到各十进级的输入端及对应的字轮线圈中。当十进级状态达到 9 时，"与"门关闭。若要在不破坏触发器状态的情况下打印定标器或寄存器的存数，则在打印这些数之前，须把它们先转移到缓冲寄存器中。波利克罗纳基斯 (Polychronakis)[6.0781] 介绍了一种通过单脉冲序列对 *BCD*(二-十进制编码法) 编码数进行非破坏性印出的方法。

当用打字机作输出装置时，在打印过程开始前须预先调节(自动地)制表机，通过调节，打字机的托架或打字机的活字头被引到正确的行内。然后，将数据以约 10 次/秒的速率(此速率由打字杆的机械重复频率所决定)串行地送入。为了进行串行编码，可采用移位寄存器或如图 6.52*b* 中所示的那种顺序取样装置。但是，与内部信息流动方向不同，打印过程必须从最高位开始。时钟脉冲可以由一个辅助的内部振荡器供给。但是，若把一次打印撞击的终止脉冲作为下一次打印的起动脉冲，可以使打印速度达到最大。当数据需从几个定标器内读出时，最好采用一个小的程序编制单元编排列的号码，因为此单元能在每行的开始使打字机的托架产生回车动作。

有效数前面的无意义的"0"，可用图 6.61 的简单电路抑制掉。在每次打印过程开始时，*RS* 触发器都被还原到 $Q=0$。于是，开头的写 0 脉冲被送往空位电键而不会打出"0"。一旦有一个不为

0 的数出现(对这种数，共四集组代码的四个并行输出中，至少有一个进位到逻辑 1)，触发器就被置位到 $Q=1$。而后随的在数中的有意义的 0，则被照常印出。

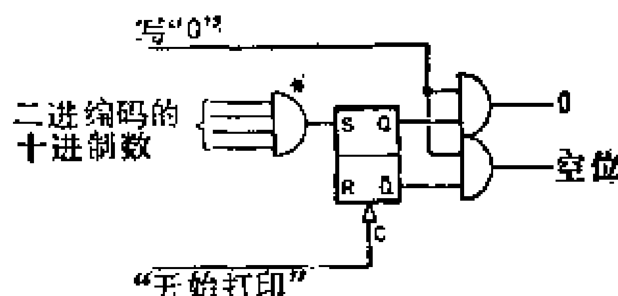


图 6.61　有效数前面的无意义"0"的抑制方法

数字-模拟转换　在不要求高精确度的情况下，为了监视业经数字编码的量值，可把此数字信息转换成模拟量，显示在测量仪器上，或者显示在阴极射线示波管的荧光屏上。原则上，所有的数字-模拟变换器都是根据把与各个数位输出的权数相对应的电流或电压相加的原理作成的。此原理可用图 6.62 来说明。假定数字 0 恰好对应于 0 伏电压，而数字 1 对应于某一完全确定的标准电压 V_N。变换的精确性取决于这种假定的可靠性和电阻 R 到 $400R$ 的精确度。很容易看出，即使所用电阻有高度稳定性，超过三位的十进制数的变换也不会精确。

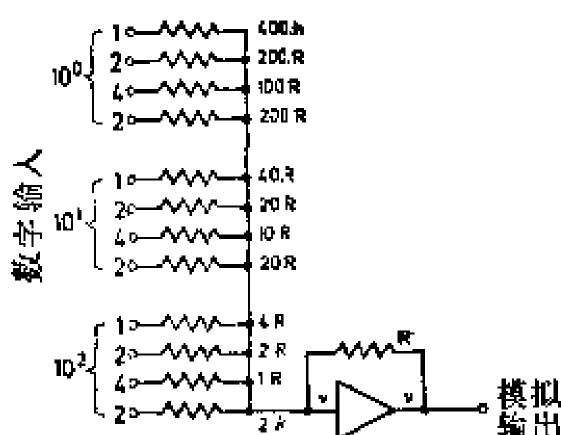


图 6.62　三位字长的 BCD 编码十进制数的数字-模拟变换

"0"⟵⟶0 伏和"1"⟵⟶V_N 这个条件一般可以这样来实现，例如，把一个单另的高稳定标准电压源 V_N，通过由数字讯号控制的

* 原图如此，似应为"或"门。——译者注

几个晶体管(数字讯号控制其饱和或截止)，连接到转换器的所有数字输入端。另一种使“0”和“1”电压标准化的方法，是采用如图4.45所示的二极管网络或图6.63的发射极跟随器链式电路。在图6.63*a*的电路中，各分支电流由V_N和各发射极电阻R_n的数值确定。电阻R_n的数值，必须按相应代码数位的权数分级。各分支电流在公共集电极电阻R上相加。对于数位权数单调增加的代码说来，可采用将各集电极电阻分级的办法来完成所需要的分级，而各发射极电阻采用相同数值。图6.63*b*所示电路，即为在纯二进制代码情况下，采用这种分级方法的实例。博勒克(Borucki)等人[6.007]详细讨论了其它几种变换电路及其可能的误差源以及所能达到的精确度。

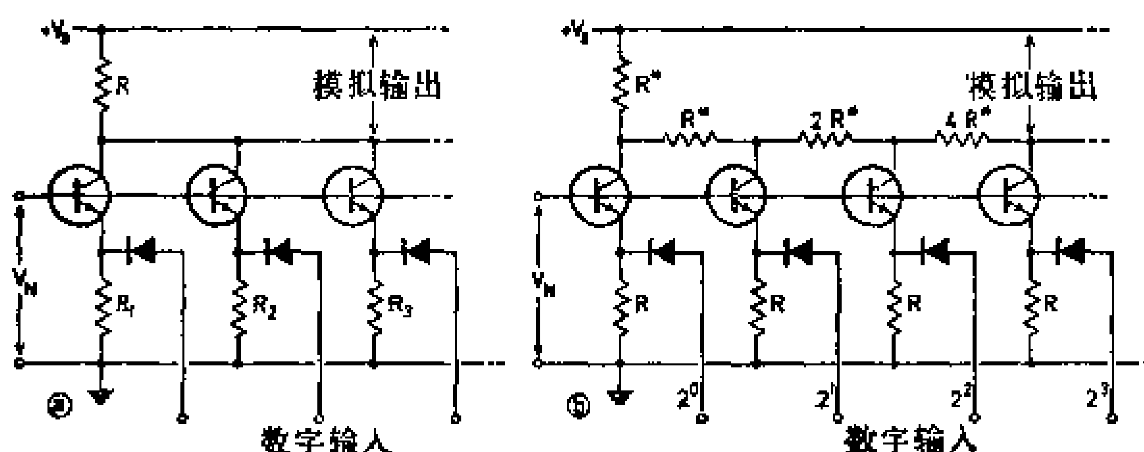


图 6.63*a* 和 *b* 用发射极跟随器作成的数字-模拟变换器

6.6. 计数率表

除了用定标器以数字形式记录脉冲数之外，也可通过积分计数率表测量周期脉冲序列的重复频率或者随机分布脉冲的平均计数率，并以模拟表示法显示此计数率(例如，用模拟电压形式)。

积分计数率表的工作原理如下：每当输入一个脉冲，就将一标准值(例如一标准量电荷)加到存贮单元上，并使各标准值在其上累加起来。与此同时，存贮器还以时间常数τ指数放电。于是，存贮器所存贮的电荷之值$Q(t)$为:

$$Q(t)=\sum_{t_i\leqslant t}Q_0\cdot e^{-\frac{t-t_i}{\tau}},\tag{6.13}$$

式中：Q_0代表标准值，t_i代表输入脉冲到达的瞬间。很容易看出，$Q(t)$的平均值$\bar{Q}$是：

$$\bar{Q}=Q_0\cdot r\cdot\tau,\tag{6.14}$$

即$\bar{Q}$正比于计数率r。对于服从泊松统计分布的脉冲序列$Q(t)$说来，其均方差σ_Q为

$$\frac{\sigma_Q}{\bar{Q}}=\frac{1}{\sqrt{2r\tau}}.\tag{6.15}$$

电容器C可以作为最简单的存贮器。通过所谓的二极管泵电路[6.001,6.058]，每输入一个脉冲，就将一小量标准电荷Q_0加到存贮电容C上。此电容器通过电阻R放电，其时间常数$\tau=RC$(图6.64)。单稳多谐振荡器MMV给出幅度恒定的负脉冲V_0，在这些负脉冲的作用下，电容器C通过二极管D_1充电。在每个脉冲的后沿，D_1截止，标准电荷$Q_0=V_0C_0$通过D_2流入$C(\gg C_0)$。存贮电容器上的电压$V_{输出}=Q/C$，可用适当的阻抗变换器和测量仪器测得。

仅当$V_{输出}\ll V_0$时，才能保持指示的线性。当此条件不满足时，D_2将被负向偏置，于是，只有电荷Q_0中的一部分转移到C上，从而造成$V_{输出}$和r之间的非线性关系。除了这个基本电路之外，图6.64还画出了两种使指示线性化的方法。第一种方法(见图6.64b)是采用自举反馈，把电位差$V_{输出}$保存在C_0上，它正好把D_2上的偏压中和掉。另一种方法(见图6.64c)是采用米勒积分器，使得X点的电位总保持为0("虚地")，这样，不管$V_{输出}$的大小如何，D_2都不会被偏置。用共基极接法的晶体管代替D_2，并用电容器C积分此晶体管的集电极电流，可以达到同样的效果[6-067]。关于电路的详细描述，可参考所引的评论文章。

在实际计数测量中，除了用二极管泵电路外，也可以用其他一些电路来实现标准电荷Q_0到电容器C的相加性转移。其他作者还发表了一些计数率表的完整电路[6.059~6.061]。除上述的线性指

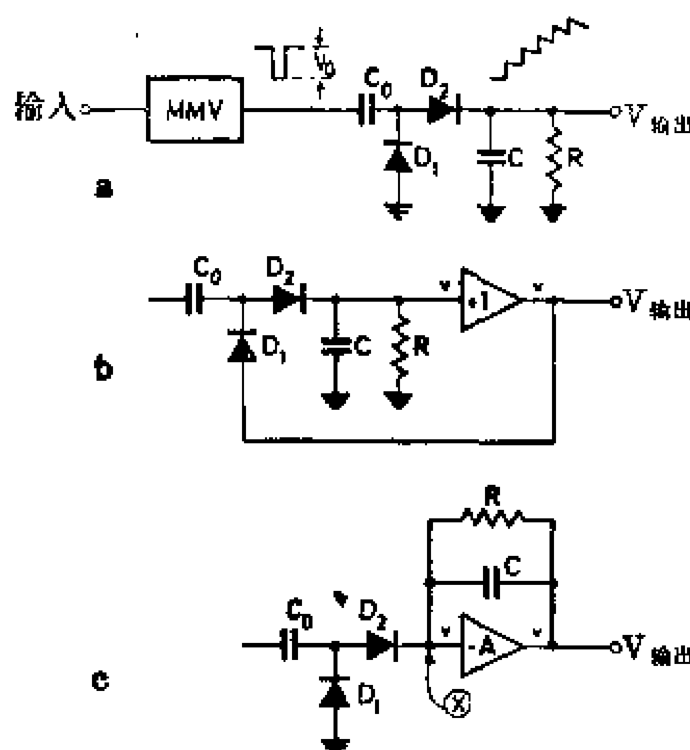


图 6.64a～c　二极管泵脉冲计数率表的工作原理（a）和改善其线性的两种可能方法［(b)＝自举反馈，(c)＝米勒积分器］

示方法外，还可采用具有适当非线性特性的任何积分器。例如，指示与计数率的对数成正比的积分器[6.062,6.066,6.079]，就是我们要经常用到的。

模拟计数率表的精确度，受 V_0 的稳定性和伏特计电路的测量精度所限，约为 1%。在需用的时间常数较大，如约一小时时（如在进行低水平计数率监视时），这些误差源会给测量带来一些困难。

文森特等人[6.063,6.065,6.080]介绍了一种数字计数率表，它的精确度和时间常数——至少在理论上——是不受限制的。在此电路中，不是用存贮标准电压的方法，而是将脉冲数以数字形式存到脉冲定标器中，每输入一个脉冲就使定标器的存数增加 1。从定标器存数中，按规定的分数周期地减去一部分，可以实现定标器存数的指数减少。这个分数最好选择为定标器基数的某个幂。例如，在十进制定标器中，选用 1/1000；在二进制定标器中，选用 1/1024。因为在这种场合下，定标器存数的扣除只须用向左移动相应位数简单地实现。该原理可用图 6.65 说明。

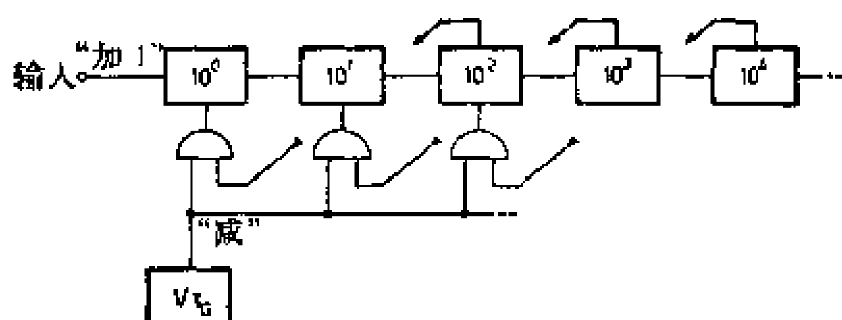


图 6.65　数字脉冲计数率表的工作原理

图 6.65 中的定标器由五个十进级组成，并配备有一辅助电路，此电路能在指令脉冲"减"的作用下，从定标器的三个较低位十进制存数中，减去其三个较高位存数。当然，在这种装置中，必须使用双向定标器。"减"时钟脉冲由计数率为 $1/\tau_G$ 的脉冲发生器提供。故每隔 τ_G，定标器的存数减少 1/100（移动两个十进位）。相应的时间常数 τ 为 $\tau=-\tau_G/\log(1-1/100)\approx100\cdot\tau_G$。因此，适当选择 $1/\tau_G$，很容易改变时间常数 τ。

顺便提一点，在上述电路中，为完全清除定标器给定存数所需的时钟脉冲数，正比于该存数的对数。这种取数字对数的可能性，已被文森特等人[6.664]利用来设计数字周期计。

7. 数据处理

本章我们将讨论在获取和处理核数据过程中用到的各种类型的数字设备，从最简单的定标器直到拥有在线计算机的系统。通常，我们的主要兴趣在于确定某些特定事件的几率，这往往又可归结为数字化脉冲计数率的测量问题。因此，在某个给定时间内事件的计数成为核计量学的关键性工作。测得脉冲计数率后，还须进行逻辑运算和数学运算。当然，这项工作不一定是核计量学的专门任务，但是人们可以在测得脉冲计数率后的任何时候，用台式计算机或通用电子计算机来完成这项工作。尽管如此，如果我们能够把对数据进行适当的初步处理乃至最终处理的在线计算机装置，组合到实际测量系统中，是有很重要的实际意义的。这样我们就能够对正在进行的实验有清楚的了解，实验者可根据具体情况立即作必要的处理，比如对某些实验参数进行调节。这样即使是很复杂的实验，也能获得良好的结果。否则，要作好这样的实验需花费很多时间。

上述原则有一个重要的例外：如果我们分析的是存贮在照相底片上的气泡室和火花室的可见信息，则我们更感兴趣的不是测量指定事件的计数率，而是测量单个稀有事件的能量参数和动力学参数。在 7.5 节中，我们将简要地介绍与脉冲探测技术截然不同的数字技术。

7.1. 简单的计数系统

最简单的计数系统由一个脉冲定标器和一个输入门组成，此门仅在测量时间 t_M 内开启。用 t_M 去除被记录的计数 N，即得脉冲计数率 $r=N/t_M$。时间间隔 t_M 可用停表测量，偶尔也用一个机

电控制装置测量。然而，即使在这种原始的数据处理方式中，通常也要用到由标准频率发生器和脉冲定标器组成的电子定时器。图7.01画出了整个装置。

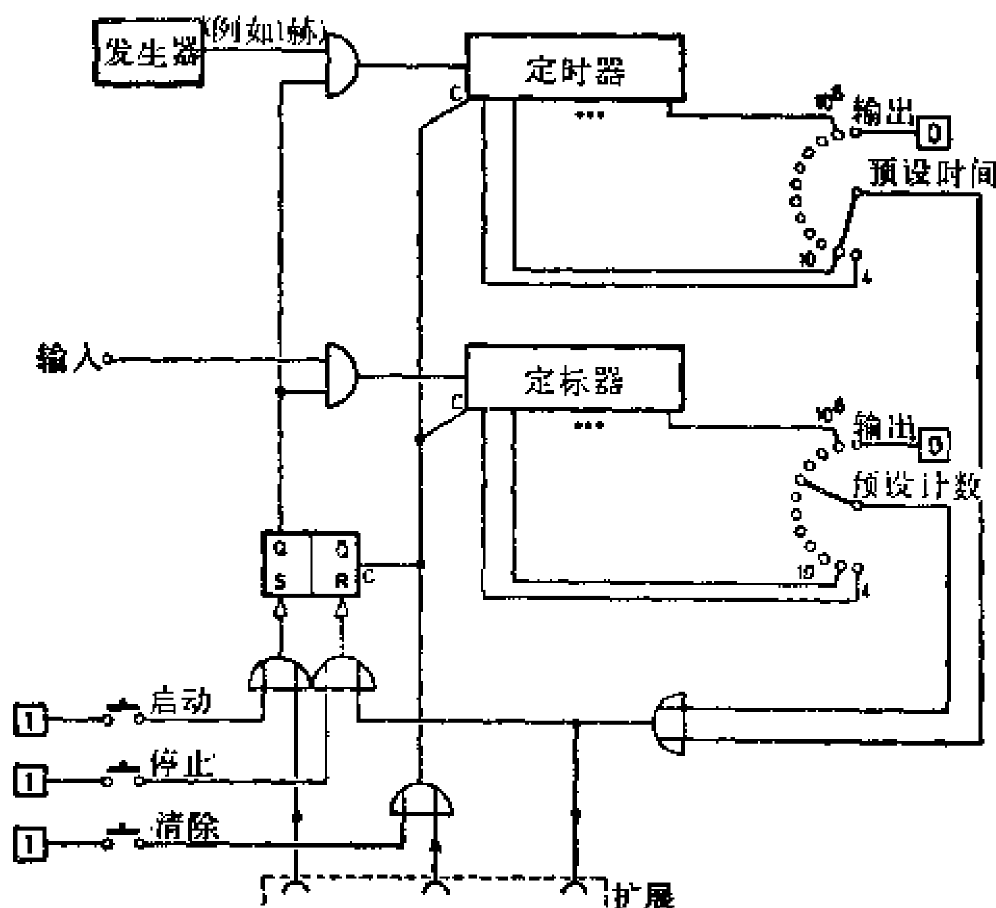


图 7.01 定标器-定时器装置

发生器可用压电晶体或调谐音叉来稳定。如果精确度要求不高，也可用50赫或60赫的电源频率来稳定。发生器的频率首先通过适当的触发器链式电路分频。于是，从其输出端就可得到(例如)1次/秒的脉冲序列。在计数之前，先用“清除”按钮将两个定标器归零。控制触发器也同时还原到零。启动讯号置 $Q=1$，打开两个“与”门，于是两个定标器开始记录输入脉冲。用“停止”按钮可终止计数过程。从定时器-定标器的状态可读出 t_M，单位是发生器频率的倒数(比如是秒)。而脉冲定标器的存数就是计数 N。

计数过程也可在某个预设时间间隔后自动终止。此时，我们将定时器的各个十进位输出级通过一个选择开关“预设时间”接到双稳态电路的复位输入端。为了使分度更细，还可使用各个十进位单元中的各个触发器的输出。例如，在带有1周/秒发生器的六

级十进位单元定时器中，如果把所有十进位单元中的第二个触发器的输出，及各十进位单元的输出，都接到选择开关上，则可得到下面一系列预设时间：4～10～40～……～4×10^5～10^6秒。

因为测量的统计精确度与总的计数N有关，所以，通常希望预先设置这个值。这可用类似方法做到（用选择开关"预设计数"）。如果两个预设选择开关都不在"0"位，则其中一个预设条件首先被达到时，测量过程即告结束。例如，我们能够把一组样品按恒定的均方偏差值进行计数（预设计数），但单个样品的测量时间由预设时间限制，这样就不会因某个可能出现的非活性样品造成测量中断。

除用按钮控制外，定标器-定时器系统也可用外部讯号控制（例如从自动样品更换器来的讯号）。采用外部控制时，预设输出以及"启动"和"清除"的输入端都需接到多端连接器"扩展"上，而所有的辅助器件都必须与后者相连接。预设输出脉冲启动（例如）样品的更换过程、打印测量结果等。在外部转换过程结束后，辅助器件还必须触发"清除"，稍后再触发"启动"以开动另一个脉冲计数过程。

科罗姆博等人[7.047,7.048]介绍了某些实用的定标器-定时器装置。

7.2. 多路定标系统

图 7.01 所示装置可以扩展到由一个公共定时器控制的具有任意多数量的定标器。预设计数控制也是可行的，并且停止讯号可从任何一个定标器引出（通常，我们选择具有最低脉冲计数率的定标器来控制这个系统的预设计数）。

在多路定标器系统中，使用单个定标器是不合算的，所以佩西纳(Pecina)等人[7.081]设计了一个用中心铁氧体磁芯存贮器和一个加法器构成的计数系统。各个道的输入都连到容量很有限的缓冲定标器上，其存数周期地转移到存贮器的相应位置中，并累加起

来。

多路定标装置中的数据很难用人工方法读出，几乎总是通过打印机、纸带穿孔机等辅助设备自动读出。在这种场合下，用十进制代码表示的十进制定标器状态的光学显示就可略去，于是可省去高价的编码矩阵。为了便于检验，各二进位单元的输出都配备有二进位指示器，比如 DM160，用以显示二进位代码的实际状态。各定标器的编码是通过一个中心编码矩阵来完成，此中心编码矩阵用氖管作十进位指示，通过按钮开关，可将它接到任何一个定标器上[7.002]。

为了便于读出，定标器的输出通过多芯电缆连到中心控制单元，而此控制单元本身又连到打印机上[7.003]。此控制单元按照预先选定的次序通过一个控制门系统，对定标器输出进行取样，并把它们接到打印机的输入端。读出过程由起动脉冲"打印"开动。能够读出的定标器的最大数目受控制单元输入端的有效数目的限制。

上述系统的缺点在于需要用很多根分开的而且往往又是很长的电缆把每个定标器连到控制单元去。如果能在各个定标器中都装上一个取样门，则可避免这种缺点。此时，我们必须把所有定标器都连到一起，而仅把第一个定标器接到控制单元上。因为定标器通常是一个叠一个地放在垂直框架上，所以它们之间的连接是很方便的。来自中央控制单元的讯号按确定的顺序控制各取样门。此外，每个定标器还配备一个附加的控制触发器，用来启动读出过程。当第一个定标器的触发器读出时，从控制单元来的指令脉冲（→打印）将它的控制触发器置于"1"状态。"读出"过程结束后，触发器还原到 0，同时把下一个定标器的控制触发器置"1"。此过程一直重复到最后一个定标器读出为止。其还原脉冲发出讯号，通知控制单元表示整个读出过程已结束。此讯号本身也可用来开动另外的测量过程[7.004]。原则上，用这种控制系统可读出的定标器的数目是不受限制的。

为了能把各取样"与"门的输出端并联到一起，必须用一个二

极管或发射极跟随器作为这些门的输出单元。这样连接后，输出端就具有"或"混合器的特性(单个"与"门输出没有这种逆作用)。麦金尼斯(McGinnis)等人[7·005]介绍了这个电路的细节。图 7.02 画出了他们的具有双重控制门的十进位定标器原理图。

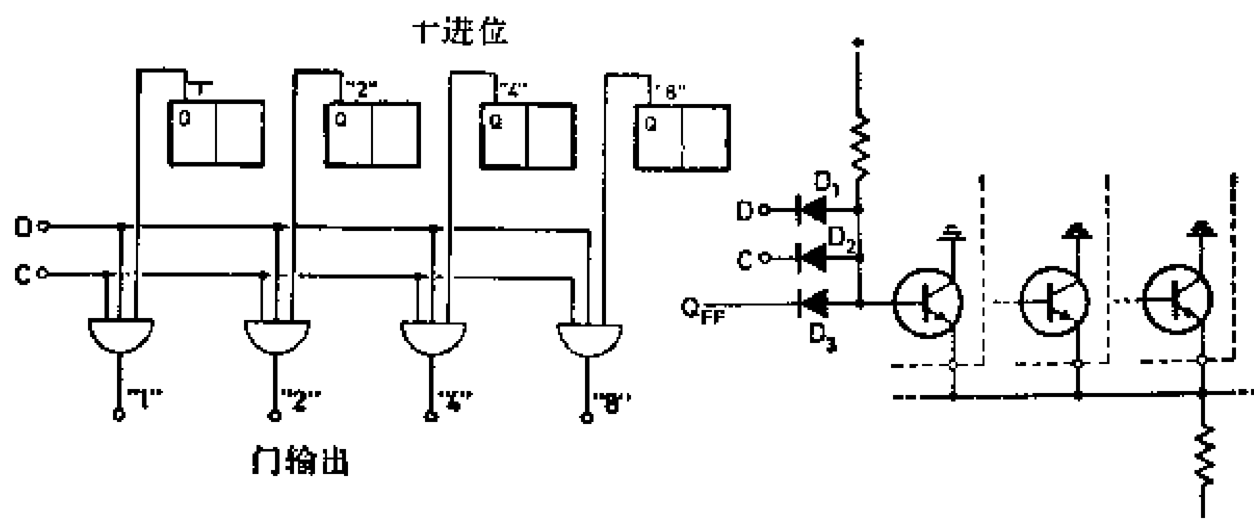


图 7.02 具有双重控制门的十进位单元[7·005]和具有发射极跟随器输出的"与"门电路细节

若把几个"与"门彼此连到一起，从发射极跟随器的输出端就可获得所需的"或"混合。控制线 C（计数器）用来选出一单个计数器(对该计数器的所有十进位级，此线是共同的)，D 线(数字)用来选择给定的十进制数位。

图 7.03 画出了采用图 7.02 所示十进位单元的串行读出系统的方框图。为简单起见，仅画出了三个六位数定标器，这些十进制触发器的"1"，"2"，"4"和"8"的所有门输出分别连在一起，然后，再通过一个中心编码矩阵连到串行打印机或纸带穿孔机上。中心控制单元(转接器)首先置 $C_1=1$，然后相继使 $D_1, D_2, \cdots\cdots, D_6=1$，于是第一个定标器的六个十进制数码便以确定的次序一一读出。然后，重复此程序，顺序读出第二个($C=2$)以及其后定标器内的存数。

在并行读出系统中（图 7.04）仅把对应十进位数字的触发器的输出连接在一起，通过六个编码矩阵可把这 6×4 输出接到打印机的六个输出元件上去。所有十进位单元门的 D 输入端都加有逻辑讯号"1"（在图 7.02 的特殊场合下，D_1 被省去)。当 $C_1=1$ 时，

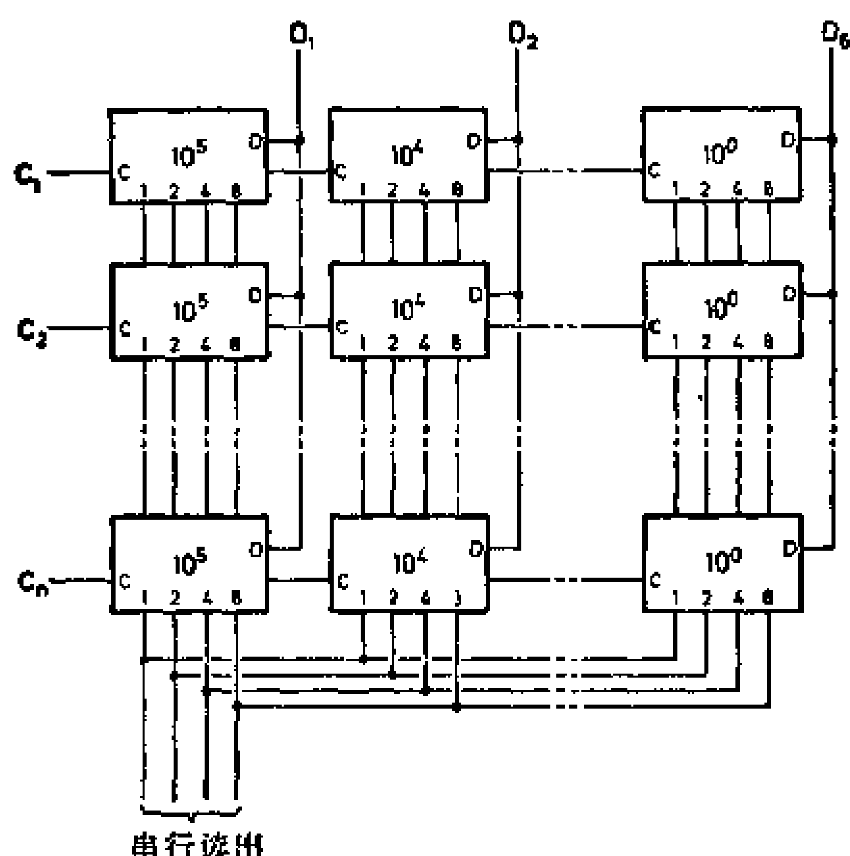


图 7.03　使用图 7.02 所示的十进位单元串行读出系统的方框图

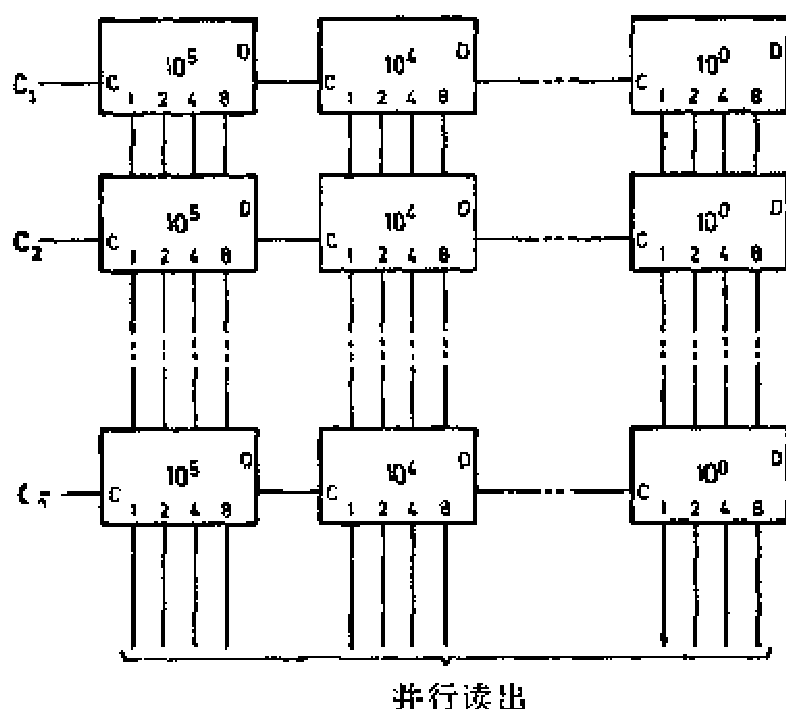


图 7.04　采用图 7.02 所示的十进位单元并行读出系统的方框图

第一个定标器开始读出，当 $C_2=1$ 时，第二个定标器开始读出，以此类推。C 输入受中心控制单元(转换器)控制。读出的重复频率需与所用的并行打印机的打印速度相适应。

文献[7.049]介绍了一种多路计数系统的新型导引装置。

7.3. 多道分析器

幅度分析，即把输入脉冲按其幅度大小进行分类，是经常碰到的问题。在 4.2. 节中，我们讨论了把脉冲幅度信息变成数字的各类变换器系统。原则上，可在变换器的每一道后面连一个单独的定标器，被分析的事件就在各个定标器中被计数。此时，各个定标器既可用作运算单元(+1)，同时又可用作存贮单元。然而，既然任何事件只会落到某一道中，那么使用大量运算器就是多余的了，所以一个具有相应存贮单元数的存贮器只要配上一个中心运算器就足够了。

哈钦森(Hutchinson)等人[7.006]首先提出将 *ADC* 与计算机存贮器联用。自从拜因顿(Byington)等人[7.007;7.008]的论文发表后，多道分析器几乎无例外地都使用铁氧体磁芯存贮器，不过新近也开始采用磁膜存贮器[7.009]，文献[7.010～7.014]评述了各种多道分析器。

最近(1968 年)文献[7.050]提供了对哈钦森的多道分析器的改进意见。

图 7.05 画出了具有典型内部结构的多道分析器 *MCA* 的方框图。模拟数字变换器 *ADC* 的输出脉冲在地址定标器 *AS* 中进行计数。当变换结束时，*ADC* 开动控制逻辑，它即把特定存贮位置中的存数读出到“加一”定标器中，“加一”以后，再写回到同一存贮位置中。最后，地址定标器还原到零，而线性门——它在整个分析过程中是关闭的——重新打开，以接收下一个输入脉冲。

若采用从 *ADC* 内的缓冲寄存器到 *MCA* 的地址定标器 *AS* 的并联地址变换方法，工作速度还可稍许加快(参看图 4.42)。此时地址脉冲在 *ADC* 的缓冲寄存器中进行计数，当缓冲寄存器的状态转移到 *AS* 去以后，*ADC* 即可开始新的编码过程而不必等候存贮器读写循环结束。

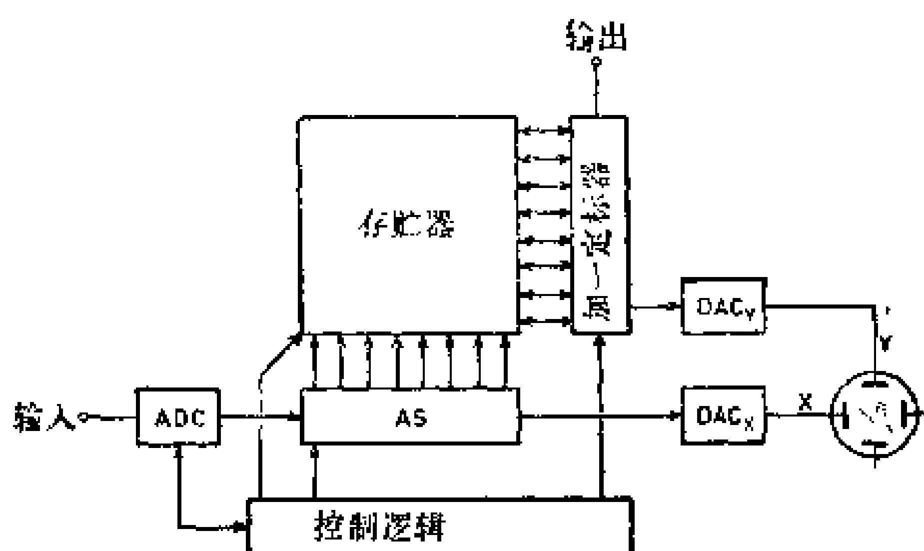


图 7.05　多道分析器方框图

为了显示数据，用了两个数字-模拟变换器 *DAC*，它们的输出分别用来控制阴极射线示波管的 *X* 和 *Y* 偏转板。通常把与道位相应的地址定标器的状态用作 *X* 坐标，通过束流强度调制，可使示波管在两个定标器都处于静止状态时才出现亮点。显示可在分析期间进行，也可以借助辅助振荡器以（例如）10 千赫的恒定频率触发地址定标器 *AS*，使其通过所有存贮位置以显示已存贮的谱。由于模拟显示的精确度有限，所以往往只把“加一”定标器的二到三个十进位级的输出加到 *Y* 数字-模拟变换器上，实际的显示范围可由一选择开关选择。

X-*Y* 绘图仪也可以象示波管那样连到两个 *DAC* 的输出端。此时仅需把地址取样的重复频率降低到约 10 次/秒。另一种方法是把表示某个点描绘结束的绘图脉冲，用作增加地址的进位脉冲，这样就可以充分利用仪器的绘图速度。

无论并行的或串行的打印机都可连到“加一”定标器的十进位输出端。象配用 *X*-*Y* 绘图仪一样，读出速度可用频率约 10 赫的内部振荡器控制，也可用打印机的返回脉冲控制。为了与串行输出器件联用，“加一”定标器还必须进行外加的并行-串行变换，它可以由一个移位寄存器来完成，或者利用“与”门对输出进行顺序取样实现。

大多数分析器都配备有“加一”定标器，它也能作减一运算（故

称"加/减 1"定标器)。当工作类型选择开关调到作减法运算时，比如说，就可以从 MCA 中所存贮的有效谱加本底脉冲幅度谱中扣除掉本底谱。

如果只允许地址定标器最多进位到 n_2 状态，则只有"地址" $n \leqslant n_2$ 的存贮部分才得到利用。只需用一个逻辑电路就能完成此功能。此逻辑电路的作用为监视 AS 的存数，若它果真超过 n_2，便断然遏止住读写循环。此外，如果在每次数字编码过程的开始，地址定标器不还原到零而还原到 n_1，则存贮器中仅 $n_1 \leqslant n \leqslant n_2$ 那部分位置才是有用的。于是适当调节 n_1 和 n_2 并减小测量装置中模拟部分的增益，可把脉冲幅度谱存贮在存贮器的任何部分中（当然，道数就减少了)。最常见的是把存贮器分成两半或者分成四个象限。于是不同的谱可存贮在不同象限中相互进行比较。

借助于"加一"定标器，可把存贮器某部分中的谱转移到另一部分中去。此时，将原谱逐道地读出到该定标器中，然后再把它写回到原来的存贮位置，但并不将此定标器还零。按要求改变地址后，将定标器的存数写到新的存贮位置上，再将定标器还零。如果是在存贮器的两半或两个象限之间转移，则只需要改变地址的最高位有效数字，而且很容易实现(例如在 400 道 MCA 中从第二象限到第四象限的转移，仅是 157→357)。

MCA 能够对存贮在不同部分中的谱进行简单算术运算，这个性能是很有用的，但需要很昂贵的整机电路。例如，若要把存贮在某个象限的本底谱从存贮在另一象限内的总谱中扣除掉时，就需要有两个寄存器，供作"加一"定标器和并行加法器。减法是靠组成被减数的补数来实现的，所得的结果从加法器的输出端直接写入存贮器中。也可采用由两个移位寄存器和一个串行加法器组成的装置，但所得的结果在写入存贮器之前必须先出现在某个寄存器中(累加器)。象乘法和除法这类更复杂的数字运算是不太需要的。

不用多道分析器进行这类运算的理由并不在于电路的昂贵，而在于(例

如）当两数相乘时，乘积的位数往往超过定标器的容量。显然，将数据用如同在整个 *MCA* 系统中采用的自然数来表示，对进行一般的数学运算而言是不适合的。因此，在计算机内，这些数是靠某个给定的基数的指数和一个具有相对恒定长度的尾数来表示。例如：$1485=10^4\times0.14850$；$523=10^3\times\times0.52300$ 而 $1485\times525=10^6\times0.77665$[7.015]。然而，对单纯作累计性运算的多道分析器存贮器而言，这种表示法并没有什么好处。

多道分析器往往被组成各种各样的形式以使从各种外部信息载体中（磁带，穿孔卡片）来的数据都能输入到存贮器中。在这种情况下，“加/减 1”定标器用作输入寄存器，如果需要的话，也可用作串行-并行变换器。

当然，多道分析器的存贮器也可用来存贮从几个独立通道来的数据，如存贮从多探测器系统中各个探测器来的计数脉冲。如果计数率很低，以致偶然符合的几率可以忽略，则具有多个位置并带有单个的“加一”定标器的存贮器就相当于一个多定标器系统。现在，随着多探测器系统（探测器描迹仪）日趋复杂，多道分析器的这种“多路定标器”工作方式也变得重要起来了。

最后，多道分析器还可作另一种工作，即把一个慢变化的直流电压加到 *ADU* 的输入线性门上，而用周期的或随机脉冲对它们进行取样。这种工作方式已成功地用在穆斯鲍尔实验中。若使输入电压正比于源-吸收体系统的相对速度 v，并且被每个辐射探测器脉冲取样，则在多道分析器中直接存贮的就是所谓的穆斯鲍尔谱，即探测器脉冲计数率与相对速度 v 的函数关系[7.016]。

哈姆斯（Harms）[7.051]讨论了多道分析器的死时间自动修正问题、尤勒（Euler）[7.052]描述了一个多用途的 16384 道脉冲幅度分析器的内部结构。富尔伍德（Fullwood）[7.053]介绍了一种简单而便宜的分析器的内部结构。

7.4. 多参数分析器

一般说来，核过程不只是由一个参数表征。即使象包含同时发射两种辐射的这种简单核发射过程，也必须同时测量二者的发

射角度和发射能量，也就是说，有必要将所记录的事件的频率分布进行多参数分析。

进行多参数分析的最简单方法是适当安排探测器和单道甄别器，把除一个以外的所有其他参数限制在一个狭窄的数值范围内，仅将剩下的参数送入多道分析器进行分析。当所记录的事件计数从统计角度看已经足够以后，再稍微改变固定参数值重复进行测量。

如果把更多的参数数字化并记录在存贮器中，则所需的测量时间会显著减少。此时，存贮地址由有关各参数的代码共同组成。图 7.06 画出了两个探测器系统的例子。事件由符合脉冲的幅度表征，符合级 C 容许符合脉冲对通过相应的线性门 LG_1 及 LG_2 进入变换器 ADC_1 和 ADC_2。变换器输出脉冲在两个地址定标器 AS_1 及 AS_2 中计数，这些定标器的存数一起用作存贮位置的地址。例如，如果每个参数采用 100 道(00～99)分析，则在探测器 1 中形成幅度为 37 的脉冲及在探测器 2 中幅度为 6 的脉冲这一事件就记录在存贮位置 3706 处。

蔡斯等人[7.017,7.018]介绍了这种多参数分析器。原则上，增加一些附件后，每个多道分析器都可变成双参数分析器[7.019,7.020,7.054]。但是每个参数可用的道数多少要受到些限制。用这种方法可以把一个 512 道分析器改装成一个 4×128 或 8×64 道分析器，吉龙(Guillon)[7.014] 讨论了市上出售的多参数分析器的某些性质。

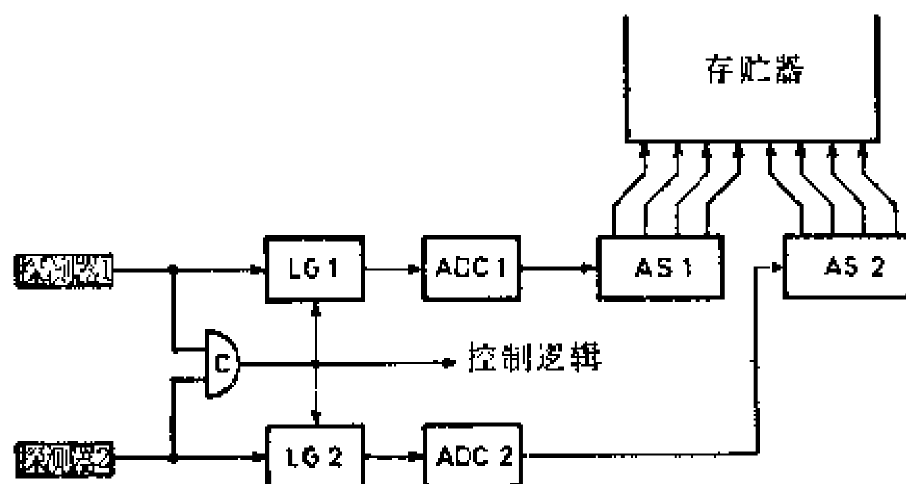


图 7.06　双参数分析器的原理

所需的存贮容量将随参数数目的增加而指数地增加。每个参数仅 100 道的三参数系统就需要具有 $(10^2)^3=10^6$ 个位置的存贮器。然而由于经济上和技术上的困难，磁芯存贮器超过 20000 个位置就难以做成。另一方面、存贮器的不同部分利用情况也有所不同。由于受符合条件的限制，本底大大减少，而从核物理角度来看的相关事件又趋向于聚集在线上或峰处。因此，大多数存贮器位置是空的。诺贝克(Norbeck)[7-021] 举了下面一个实例：假定事件以 1‰ 精度用四参数分析，则需要 $(10^3)^4=10^{12}$ 个存贮位置。若所记录的事件共 10^7 个，甚至在每个位置有一个事件的最罕见情况下，存贮器的使用效率也仅是 10^{-5}，如果再考虑到事件聚集在共振值处等情况，存贮器的平均利用率变为 $10^{-6}\sim10^{-7}$。

唯一的补救办法是把各个参数或参数组合的值限制在预期会有重要物理意义事件出现的范围内。然而，在实验结果未获得之前，准确的界限是不可能有的。这个矛盾实际上可用两个方法解决。一种是把所有被记录事件的数字编码地址依次存贮在便宜的慢存贮器里，比如磁带中，然后由数字计算机进行离线数据分析(亦称标码存贮)。另一种是采用内部具有相联结构的存贮器，它能够按照事件出现的频率自动选择物理相关事件。

按照沃(Waugh)[7.055]的建议，可用存贮谱的差代替存贮谱本身的办法提高存贮器的有效容量。

标码存贮器　在累积存贮器中，特定的存贮单元是与某个参数或某个参数组合的特定值相联的，这些事件的数目就存贮在这个单元中。而事件的数字代码字就直接用作存贮单元的地址。另一方面，也可通过把每个新代码字存贮在一个新的存贮单元中的办法把同样的信息保存起来（于是每个单元仅与一任意事件相关)。为清楚起见，把按照这种方法存贮起来的代码字称为标码(不叫地址，以免与存贮单元的位置混淆)。各个标码按到达的先后，依次存贮在廉价的大容量存贮器中(磁带、穿孔纸带等)。实验结束后，再用计算机分析存贮器的存数。

因为在记录标码的过程中并没有进行分类，使用磁带会造成分析的推迟，但是基于种种原因，宁可接受这种推迟。事件记录完毕后，就可进行快速的初步分析，粗略地确定出感兴趣的范围。然后，对处在这些范围内的事件进行详细的同时又是相当费时的分析。通常，这种粗略分析是在线完成的，其方法是用一个具有有限道数的普通多参数分析器并行地对标码进行估价。例如，可以把标码的一些最高位有效数字取作地址。标码记录的另一个优点是可减少事件到达时间的随机性。稀有事件存贮后可以较快速率输送到计算机中，此速率仅受计算机速度的限制，这样就可减少费钱的计算机的运算时间。标码记录的最大缺点是实验结果很晚才能得到，影响工作人员对实验的通盘考察。不过，这个缺点可以通过采用在线多参数分析器进行初步分析的方法在很大程度上得到弥补。有许多文献介绍了标码记录系统[7.022~7.027]，还评述了标码的存贮问题[7.030]。

标码记录的最大速度受所用存贮器的性质限制，而且由于事件到达时间的随机分布性，即使两个被记录事件的平均时间间隔，比数字编码和其后的标码记录总共所需的时间还要长，许多事件也会漏记。若在大容量存贮器前安放一个由许多触发器或铁氧体磁芯作成的小型快速缓冲寄存器，用作去随机器，则这种事件漏记现象可以减少。亚历山大等人[7.031]（也可参看文献[7.029]）讨论了事件漏记的减少程度与平均事件计数率、大容量存贮器速度和缓冲寄存器位置数之间的关系。

采用相联存贮器的系统　在相联存贮器中，邻近的存贮位置与同类事件相关联。然而，由于位置的地址已不代表所存事件的参数值，则每个位置除存贮事件的数目外还得存入与其相应的标码。存贮位置是按事件到达的次序配定的。既然物理相关事件也是来得最频繁的事件，那么它们的标码最先出现的几率将很高，并将充满这些可用的存贮器。这样，就把参数值自动地限制到相关范围里了。如果在分析过程中，把事件计数率低于某个预设低阈值的存贮位置清除掉，另派给新的标码，则对出现最频繁的标码的检

索实际上还可得到改善。

胡顿（Hooton）[7.031] 介绍了第一个具有相联存贮器的多参数分析器，该作者还评述了有关问题。查问存贮器内是否已包含了某个新标码的检索算法，可用固定程序实现（亦即靠固定编排存贮器控制逻辑），也可用通用计算机编排适当程序完成[7.032, 7.033, 7.034]。而第二种方法要好一些。

所谓“树型算法”[7.031] 在组织存贮器时经常被采用，其原理从图 7.07 中很容易看出。最初，所有存贮位置都是空的，第一个标码 A 被写入第一个存贮位置；第二个标码 B 先同 A 比较，如果它更大，则存贮在下一个更高的空位 2 中，并将它记作位置 1 的“高节地址”。第三个标码 C 小于 A，存贮在下一个空位 3 中，并把 3 记作位置 1 的“低节地址”。第四个标码 D 也先同 A 比较，因为 $D>A$，它再与 A 的“高节地址”中的存数（即位置 2，标码 B）比较，

存贮位置	标码	脉冲计数	高节地址	低节地址
1	A	1	2	3
2	B,E	2	5	4
3	C	1	空的	空的
4	D	1	空的	空的
5	F	1	6	空的
6	G	1	空的	空的
7	空的	空的	空的	空的
等等				

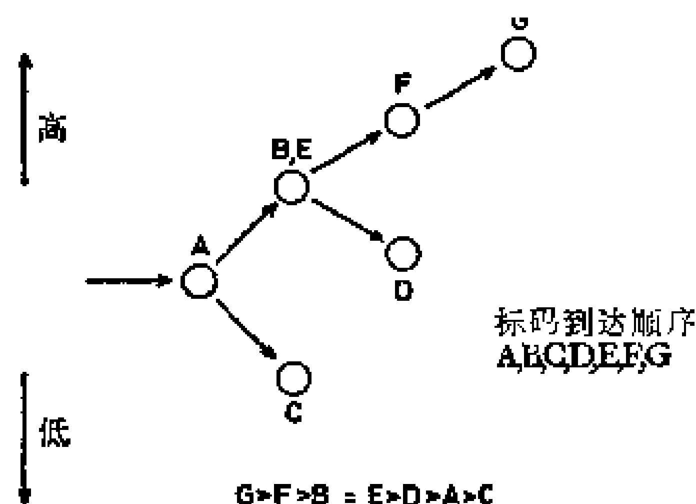


图 7.07 “树型算法”原理[7.031]

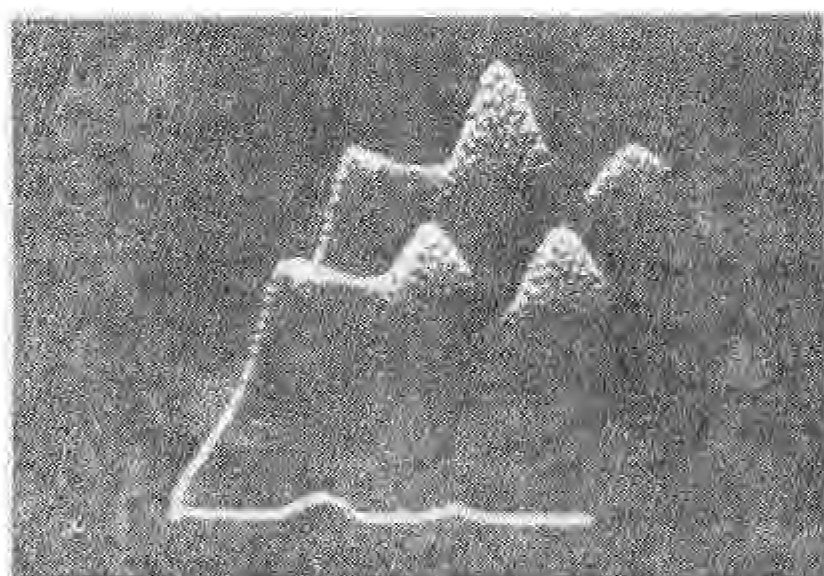
因 $D<B$，而位置 2 的低节地址还是空的，故 D 存入到下一个空位 4 中，而 4 就记作 2 的低节地址等等，依此类推。如果让几棵树从不同的起始位置“长入”存贮器，工作速度还可加快。采用这种相联组织方法，尽管存贮器的位置数很有限（如 4000），仍可获得 $>10^6$ 道的实际分辨率。

数据的光学显示法　由于存在某些实际困难，能用光学显示的参数的数目仅限于两个。为了显示，需用三个数字模拟变换器把标码的相应部分和所存的事件数目 N 变换成模拟电压，然后再加到阴极射线示波管的偏转系统和亮度控制端。通常所用的显示方法有两种。

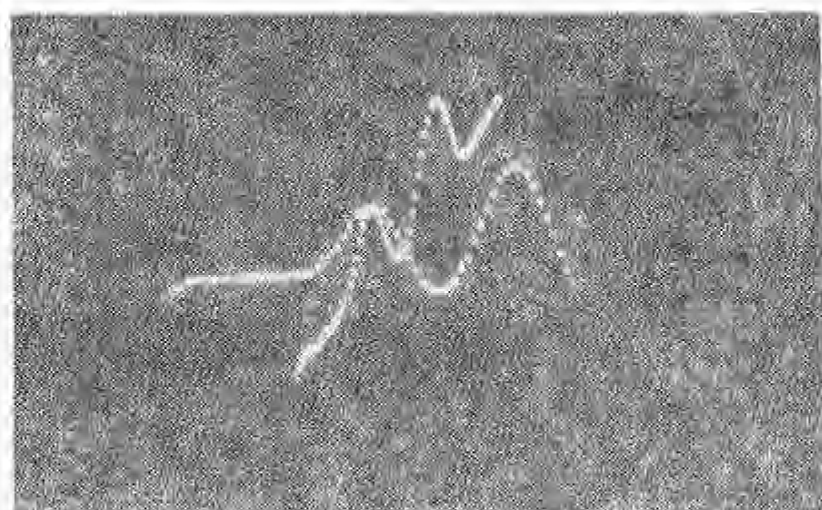
采用第一种显示方法时，我们把第一个参数用来控制水平偏转，用计数的数目 N 来控制垂直偏转，然后再把正比于第二个参数的电压讯号同时加到垂直偏转和水平偏转系统上。这样，亮点就沿对角线方向移动，从而获得一个伪三维图象（图 7.08a）。此外，也可使光点的亮度正比于计数 N。如果光点仅在某些预先选定的参数下才发亮，则通过三维表面的截面可以被显示出来（图 7.08b）。但在这种显示方法中，一个给定点的道位不容易估计出来。

在第二种显示方法中，两个参数分别用来控制垂直和水平偏转，而计数的数目 N 控制点的亮度，于是就得到一个有两维亮度调制的图象（图 7.08c）。虽然此时道位很容易确定，但 N 的数据却只是定性的。然而，此缺陷可采用下述方法弥补：用一单道分析器来分析这个与 N 成正比的电压，使此电压当处在预设的（窄）道中时光点的亮度立即减小，由此形成一个暗的等高线，通过改变道位移动此等高线，则我们就能够对此图形的表面进行更详细的分析。

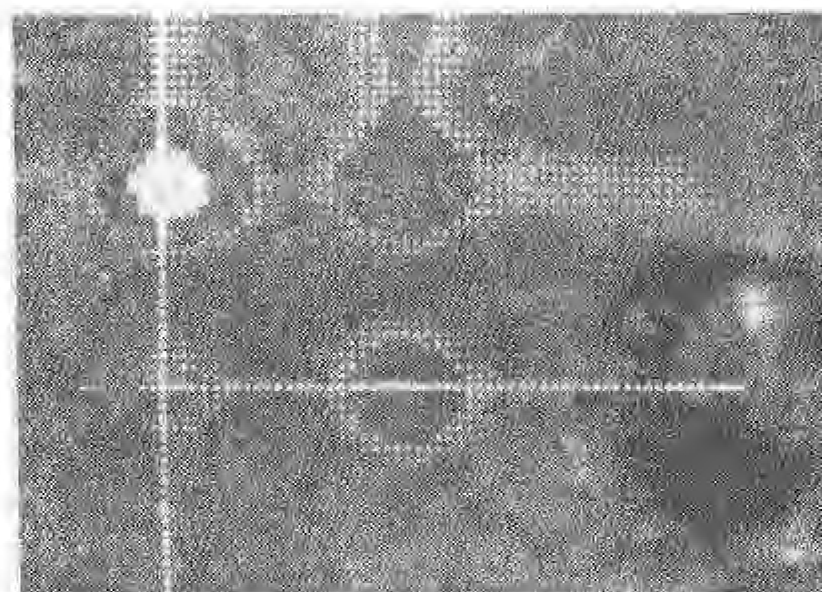
文献[7.036～7.039]对各种显示系统进行了讨论，也有人试制了直接的三维立体显示[7.040]。斯蒂格（Steger）[7.056]在他的综合性论文中评述了用等角投影以及用等高线图表示的多参数显示问题。



a



b



c

图 7.03a～c 数据光学显示的几种可能形式[7.036]

在光学显示中，使用所谓光笔[7.041]来鉴别在某特定点的标码和计数的数目N是相当方便的。光笔是由一个光敏元件和一个作成钉子状的小光导装置组成的。使用时，使此装置与考虑中的点接触，在此点发亮的瞬间，光笔产生一个脉冲，它使得与此点相应的寄存器的瞬时存数立即并行地转移到辅助寄存器中。通过某些器件（比如用氖管）把后者的状态以数字形式显示出来。因此通过上述用光笔在示波管屏上指出我们感兴趣的点的方法就能够使相应参数(标码)和事件数目以数字形式读出。除此而外，光笔也适合作输入器件。例如，如果我们希望对物理相关值范围作更详细的分析，只须用光笔在屏上指出它们即可。

7.5. 在线计算机

在前面的章节中，特别是有关多参数分析的7.4.节中，我们已经遇到过数字计算机这个概念了，但未作详细说明。在本节中，我们要介绍这个问题。但若要详细了解，可再参看文献[7.015]。

“计算机”这个词现在几乎毫无例外地都是指采用数字存贮程序的数据处理和加工设备，其基本结构画于图7.09。它由运算器(具有任何所要求的复杂性)、存贮装置和输入输出部件组成。为清楚起见，图7.09画出的是两个分开的存贮器，一个用于存数据(数字)，一个用于存程序。但实际上它们可存贮在同一存贮器中，没有必要分开。

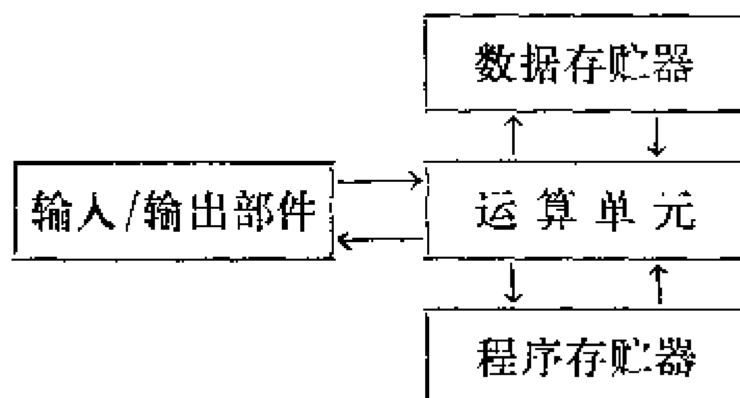


图7.09　存贮程序计算机方框图

工作原理很简单：计算机按照依确定次序排列以待执行的各个指令组成的程序，对从数据存贮器或输入器件来的数据，施行某

种算术运算或逻辑运算，其结果或者存贮在数据存贮器中或者通过输出器件读出。程序一步步地，也就是一个指令一个指令地执行，设计好的程序必须在处理数据之前送入计算机，未存程序的计算机是一个"白板"，它首先应该适合于手编程序。

从电路技术角度看来，任何指令都表现为在运算器中、运算器与存贮器之间以及运算器与输入/输出器件之间的控制门的组合，这些门的作用是只允许完成某特定操作所必需的信息通过。计算机一般按同步方式组成，即指令按固定的时钟间隔一个接一个地执行。指令中还存在内部等级：较复杂的指令，如象乘法，可以分解成许多更基本的子指令，如加法等等。时钟间隔的长度要选择得与最简单的子指令相对应。

一般，任何指令皆包含欲进行的算术运算或逻辑运算的详细说明(例如四种运算——加、减、乘、除；数据输入、数据输出；从存贮器转到运算器；从运算器转到存贮器；等等)和参加运算的数所在的存贮位置的地址(可以是一个，也可以是几个)以及下一个程序指令所存位置的详细说明。如果运算结果总保存在运算单元的某个指定的寄存器即所谓累加器(ACC)中，并用作下一个指令中两个运算数中的一个，则可采用仅有一个运算地址的非常简单的指令。例如将存贮位置 063 和 178 的存数相加，并将结果存贮在位置 624 处，这样的运算只需如下的程序(方括号表示寄存器和存贮单元内的存数)：

将[063]转到 ACC

[ACC]+[178]，其相加结果留在 ACC 中，

将[ACC]转到 624。

如果指令是按待执行的顺序存贮在程序存贮器中，则可略去下一个指令的地址，使指令的结构进一步简化。

需要特别指出的是，还有一种特殊指令即所谓条件指令。该指令有下述一般结构：如果条件 A 满足，则依次执行下一个指令；如果条件 A 不满足，则执行存贮在位置 XYZ 处的指令。内部讯号(例如[ACC]<0？)或外部讯号都可用作条件。采用内部条件，可以

实现逻辑分支及闭合回路程序，这对叠代计算法是必需的。采用外部条件可使(例如)计算机和与其相连接的实验装置同步：计算机只有当外部讯号指示出其输入端有了新的实验数据时才开始工作，在这之前，它一直处于“等待”状态。

当然，现今的计算机并不需要按它们的所谓机械语言用详细的指令一步一步地编排程序，有许多种变换装置可以将正规的数学表达式变换成标准的、明确的并且可为计算机接受的形式。特别是“公式变换”(FORTRAN)有着很广泛的用途。通过标准的变换程序，计算机可把公式变换指令变换成它的机械语言。不过，如果需要充分利用计算机的计算速度或者需要把计算机接到外部的辅助设备上，则至少需要一部分用机械语言编成的程序。

存贮程序计算机代表了本书第一章图 1.01 中所定义的最普通的讯号“处理”装置。当然，原始的探测器讯号在加到计算机去进行处理之前，必须先数字化。原则上，计算机可有两种工作方式。第一种是把数字化的讯号存贮在一个大容量的存贮器中(磁带或穿孔纸带)，在实验结束时，再加到计算机上，这就是所谓的“离线”操作。在这种情况下，计算机完全与其余的电子装置分开，与它们不发生任何关系。

不过，使我们更感兴趣的是第二种工作方式，此时，计算机被组合到实验装置中，并以“实时”或“在线”操作形式进行计算等。在在线计算机中，当信息由探测器-预处理系统出来时便很快得到处理。处理的结果在实验结束后立即可用，或者严格地说，初步的结果在实验的任何阶段都是可用的。在在线操作方式下，从探测器系统来到的信息计数率受计算机速度的限制；反过来说，为了处理高计数率的数据，则必须使用快速计算机。

当然，把计算机组合到实验装置中并不是什么电子操作问题，而主要是编排计算机程序这样一种逻辑操作问题。

自六十年代初期在线技术开始用于核物理实验以来，已有不少应用领域被开拓出来，应用之一——把计算机编排成一个多参数分析器——在 7.4. 节中已介绍过了。在这种应用中，很少用到

计算机的运算器，主要是利用计算机的高存贮容量。在另一个应用领域即高能物理中，当我们在大型粒子加速器上作实验时，常用在线计算机来及时地估算由大计数器描迹仪所记录的散射过程。文献[7.029,7.042]介绍了这种技术。这里我们打算讨论布鲁克海文实验装置[7.043]这个经典例子。最近，琼斯等人[7.044~7.046,7.058,7.059]都评论过在线技术。格默尔(Gemmel)[7.057]详细介绍了阿贡实验室用在低能核物理实验中的在线计算系统。

图 7.10 表示出在布鲁克海文 33 千兆电子伏交变梯度同步加速器上探测小角度弹性散射的实验装置。探测系统由一个用来鉴别粒子的计数管望远镜(契伦科夫计数器 C 和三个闪烁探测器

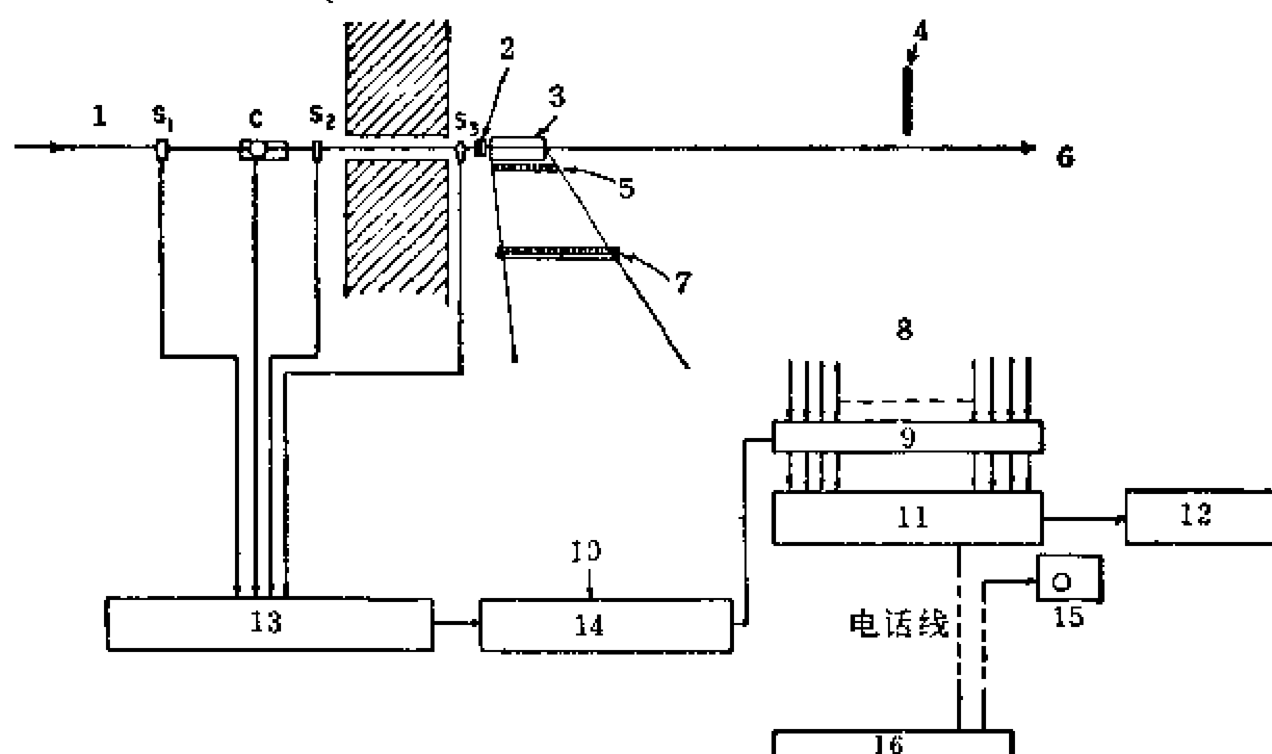


图 7.10 在布鲁克海文 33 千兆电子伏交变磁场梯度同步加速器(AGS)[7.043]上探测小角度弹性散射的实验装置[7.043]
1——来自 AGS 进行动量分析的粒子；2——射线描迹仪；3——20 吋液态 H_2 靶；4——散射粒子描迹仪；5——靶描迹仪；6——输至动量分析器；7——反冲粒子描迹仪；8——来自描迹仪计数器的讯号；9——快门；10——来自描迹仪作触发选择用的讯号；11——96 道缓冲存贮器；12——数据磁带记录器；13——粒子鉴别用的电子学装置；14——描迹仪门触发发生器；15——数据显示；16——计算机。

S_1, S_2, S_3)和几个用来确定入射、散射和反冲粒子空间位置的描迹仪组成(描迹仪由一排邻接的又长又薄的闪烁板探测器组成。一个描迹仪可用来确定粒子轨迹的一个笛卡儿座标。两个相互垂直的描迹仪就可用来同时确定 X 座标和 Y 座标)。先把选中事件的数字化信息存贮在 5 微秒的缓冲存贮器中，在加速器的两次猝发之间的间隙时间内，再把它用电话线周期地传送到安装在一哩以外的默林(Merlin)计算机中。与此同时，此数据还被记录在磁带上，以便在以后按其他标准分类时送去作离线处理。计算机可以根据不同的标准(例如，每个描迹仪的脉冲数，粒子轨道的共面性)对所有记入事件进行分类，并算出运动空间角度，所有的结果仍存贮在计算机的存贮单元内。欲显示的数据可通过另一条电话线差不多连续地送回到同步加速器控制室内的阴极射线示波器荧光屏上。然后，计算机按预先写好并存入的程序，计算微分散射截面的绝对值和它的均方偏差及其它程序参数。在线计算机还可以自动修正由非弹性散射以及偶然符合等造成的本底。

若不对事件的运动学装置采取实时在线重新编排的方法连续简化数据，使事件能够按照几个参数进行分类，则要估算从描迹仪探测器来的巨量信息是不可能的。在典型情况下，每小时大概能处理 10^8 个入射粒子，相当于大约 5 万个触发-选择散射事件。

最后，也有可能利用在线计算机来分析气泡室和火花室中的可见事件[7.042;7.045]。

8. 附　　录

8.1. 拉普拉斯变换法

运算法可能是阐述脉冲技术的最强有力的数学工具。这方面已有许多专著[8.101~8.108]。此外，几乎在每一本脉冲技术教科书中都以附录的形式谈到了运算法或拉普拉斯变换法[8.109~8.111]。本章不仅继续保留附录的形式，而且还介绍一种类似于拉普拉斯变换的简单而直观的“自然”运算法，并指出两者之间的基本区别。对这个问题较为详细的论述请参看文献[8.102, 8.108]。

8.1.1. 网络

网络是用来处理电讯号的(电压，电流)。如果网络的性质不依赖于讯号幅度，则称这个网络为线性网络。由无源元件(电阻器、电容器、线圈)和理想电压和电流发生器组成的网络是一种理所当然的线性网络。具有有源元件的网络只有在一定幅度范围内是线性的，在该幅度范围内我们可以采用具有无源元件的特定等效电路。在下文中，我们仅只考虑线性网络。

连接两个或更多个元件或发生器的端点，被称作结点，两个相邻结点间的网络部分被称作支路，通过两个或多个支路的闭合讯号通路被称作回路。如果所有支路的电流和电压都是已知的话，则这个网络问题就可以看成是已经解出的。然而，实际上常常只需找到给定的支路讯号(→输出讯号)对给定的发生器的电压或电流(→输入讯号)的依赖关系。

在线性网络中叠加原理的应用：如果两个任意输入讯号的网络的解是已知的话，则这些输入讯号的任何线性组合的解都能够

按照已知解的同样线性组合来计算。根据叠加原理，一个复杂的输入讯号能够用简单的基本函数的线性组合来表达，而对这些简单的基本函数网络的解是已知的话，输出讯号能够用这些基本解的相应的线性组合来表示。

在脉冲技术中，最简单的函数是阶跃函数 $H(t-t_0)$ 和 δ 函数 $\delta(t-t_0)$（见图 8.01）：

$$H(t-t_0)=\begin{cases}1 & 当\ t>t_0\ 时\\ 0 & 当\ t<t_0\ 时,\end{cases} \tag{8.101}$$

$$\delta(t-t_0)=\begin{cases}\infty & 当\ t=t_0 时\\ 0 & 当\ t\neq t_0 时\end{cases} \quad 和 \quad \int_{-\infty}^{+\infty}\delta(t-t_0)dt=1. \tag{8.102}$$

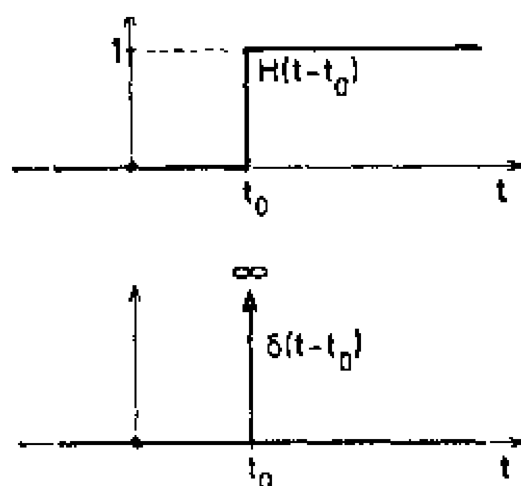


图 8.01　阶跃函数 $H(t)$ 和 δ 函数 $\delta(t)$

例如，能够用阶跃函数来描述一个幅度为 V_0，持续时间为 δ，在 $t=0$ 时起始的矩形脉冲 $V(t)$：

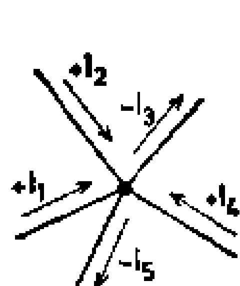
$$V(t)=V_0[H(t)-H(t-\delta)]. \tag{8.103}$$

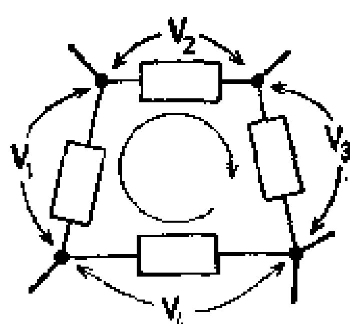
δ 函数适合于描述一个很短的过程。例如，在 $t=0$ 时，光电倍增管输出端的具有总电荷为 Q_0 的一个短电流脉冲 $I(t)$：

$$I(t)=Q_0\delta(t). \tag{8.104}$$

必须指出——根据(8.102)式——$\delta(t)$的量纲为(时间)$^{-1}$。

通过一个结点的特定的支路电流之间，或一个回路的特定的支路电压之间的关系，可用克希霍夫定律来表示：





$$\sum_{\text{结点}} I_i(t)=0 \qquad \sum_{\text{回路}} V_i(t)=0 \tag{8.105}$$

这些特定的电流或电压，必须按照它们各自的极性和方向（极性和方向的规定是任意的）被考虑作正的量或负的量。根据支路的元件，下列关系式对于特定的支路电流和电压是成立的：

电阻器 R　　电容器 C　　线圈 L

$$V(t)=R\cdot I(t) \qquad V(t)=\frac{1}{C}\int_{-\infty}^{t} I(t')dt' \qquad V(t)=L\cdot\frac{d}{dt}I(t) \tag{8.106}$$

可以看出，对于一个给定的网络，恰好能够列出和该网络中未知量一样多的如同(8.105)和(8.106)类型的独立方程式。对于仅仅由电阻器 R 这样的无源元件组成的网络，所有的方程式都是代数方程，解这个方程组是容易的。然而，电容器和线圈给出的是微分方程组，要花很多时间才能把它解出。

如果只考虑两个讯号——已知输入讯号 $E(t)$ 和未知输出讯号 $A(t)$——方程式组(8.105)，(8.106)的解最终给出关系式：

$$K\left(R, C, L, \frac{d}{dt}\right) * A(t)=E(t), \tag{8.107}$$

此处，微分算子 K 是各个元件的数值以及 $\frac{d}{dt}$ 或 $\int dt'$ 的一个重要表达式（$*$ 表示一个较为一般的运算，与简单的乘法不同）。(8.107)式有一个很简单的符号解：

$$A(t)=K^{-1}\left(R, C, L, \frac{d}{dt}\right) * E(t), \tag{8.108}$$

然而这个符号解是没有实际意义的，因为逆算子K^{-1}通常是无意义的。

作为一个例子，分析图 8.02 所示的简单网络，给出微分方程式

$$I(t)=\frac{V(t)}{R}+C\frac{dV(t)}{dt}=\left(\frac{1}{R}+C\frac{d}{dt}\right)*V(t),\quad (8.109)$$

变更符号得：

$$V(t)=\frac{R}{1+RC\dfrac{d}{dt}}*I(t)\qquad (8.110)$$

是没有意义的。

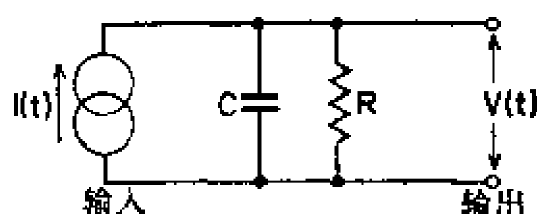


图 8.02　简单网络实例

因此，如果为了充分利用直接解(8.108)式的优点，则必须：

1. 了解关系式 (8.110) 中所表示出的类型的微分算子K^{-1}；或

2. 把所有的时间函数变换成其它变量的函数，对这些变量，$\frac{d}{dt}$对应于一个代数运算，因此表达式 K^{-1} 变成一个纯粹的代数表达式。

8.1.2. 自然运算法

对第一种可能性，赫维赛德 (Heaviside) 在十九世纪就研究过。相应的一系列有吸引力的设想是简单的。然而，这个计算法并没有正确的数学基础。

为简化符号起见，用字母 p 表示微分算子$\frac{d}{dt}$:

$$\frac{d}{dt}*=p*. \tag{8.111}$$

显然

$$\frac{d^2}{dt^2}*=p*(p*\cdots)=p^2*\text{而且通常}\frac{d^n}{dt^n}*=p^n*. \tag{8.112}$$

由于$\frac{1}{p}*(p*\cdots)=\left(\frac{1}{p}\cdot p\right)*=1*$(单位算子)，所以算子$\frac{1}{p}*$恰好与算子 $p*$ 相约。这个特性可用积分算子

$$\int_0^t dt'*=\frac{1}{p}* \tag{8.113}$$

来表示。积分下限是任意选择成 $t=0$。因此，当 $t<0$ 时，必须认为讯号是零，即 $f(t)\cdot H(t)$[1] 形式的讯号。类比(8.112)式，算子$\frac{1}{p^n}*$表示 n 重积分。

为了更有效地说明算子表达式 $F(p)*$，只要考虑它们对某些个别标准函数 $f_{标准}(t)$ 的作用，由此可产生其他时间函数 $F(p)*f_{标准}(t)$ (所谓"运算乘积"[8-102])。根据叠加原理，对于 $f_{标准}(t)$选择一个尽可能简单的基本函数——在下文中我们将令 $f_{标准}(t)=\delta(t)$。为明了起见，对某些重要的表达式 $F(p)$，其相应的函数对 $F(p)$和 $f(t)=F(p)*\delta(t)$列举在下面表中。

利用这个小的函数表，由解方程组(8.105)，(8.106) 而得到 p 的有理函数(即包含 p 的多项式部分)能够用将 $F(p)$ 展开成部分分式$\frac{A}{p+a}$来解释。

利用符号转换关系式(8.111)，元件关系式(8.106)读作:

电阻器 R	电容器 C	线圈 L
R —WW—	C —‖—	L —000—
$V(t)=R\cdot I(t)$	$V(t)=\frac{1}{pC}*I(t)$	$V(t)=pL*I(t)$

(8.114)

无须明确写出微分方程组，算子$\frac{1}{pC}*$和$pL*$可以按代数量来处理。

举例：

对于图 8.03 所示的积分器线路，我们得到简单的电压分压器表达式：

$$V_{输出}(t)=\frac{\frac{1}{pC}}{R+\frac{1}{pC}}*V_{输入}(t). \tag{8.115}$$

1）精确地说，因为

$$\frac{1}{p}*[p*f(t)]=1*f(t)=\int_0^t dt'\frac{df(t')}{dt'}=f(t)-f(0),$$

当$t\leqslant 0$时，要求$f(t)=0$。然而，对在$t=0$时不确定的函数[例如$\delta(t)$ $H(t)$等等]，上式计算也是成立的。

赫维赛德原先选择$f_{标准}=H(t)$，给出与我们所选择的函数$f_{标准}=\delta(t)$不同的函数表。亨尼艾(Hennyey)[8.102]曾讨论了选择$f_{标准}=\delta(t)$的理由。

$F(p)$	$f(t)$	验证：
1	$\delta(t)$	显然 $1*\delta(t)=\delta(t)$
$\frac{1}{p}$	$H(t)$	$\frac{1}{p}*\delta(t)=\int_0^t dt'\delta(t')=H(t)$
$\frac{1}{p^2}$	$t\cdot H(t)$	$\frac{1}{p^2}*\delta(t)=\frac{1}{p}*H(t)=\int_0^t dt'\cdot H(t')=t\cdot H(t)$
$\frac{1}{p^{n+1}}$	$\frac{t^n}{n!}\cdot H(t)$	连续积分
$\frac{1}{p-\alpha}$	$e^{\alpha t}\cdot H(t)$	一般解法：对超越函数应用级数展开：

$$e^{\alpha t}\cdot H(t)=\left[1+\alpha t+\alpha^2\frac{t^2}{2}+\cdots+\alpha^n\frac{t^n}{n!}+\cdots\right]\cdot H(t)$$

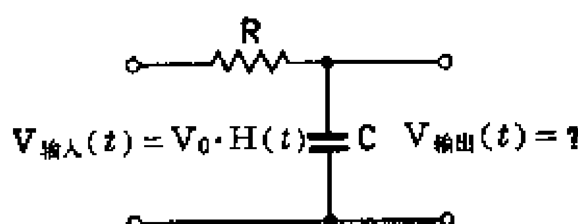


图 8.03　积分器

因为

$$V_{输入}(t)=V_0\cdot H(t)=V_0\cdot\frac{1}{p}*\delta(t),$$

利用函数表，得到:

$$=\left[\frac{1}{p}+\alpha\frac{1}{p^2}+\alpha^2\frac{1}{p^3}+\cdots\right]*\delta(t)$$

$$=\frac{1}{p}\left[1+\frac{\alpha}{p}+\left(\frac{\alpha}{p}\right)^2+\cdots\right]*\delta(t)$$

（当然，$\frac{\alpha}{p}$多项式必须收敛，否则全部计算无意义。因此:）

$$=\frac{1}{p}\left[\frac{1}{1-\frac{\alpha}{p}}\right]*\delta(p)=\frac{1}{p-\alpha}*\delta(t)$$

$\frac{1}{p+\alpha}$　　$e^{-\alpha t}\cdot H(t)$　　$\alpha\to-\alpha$

$\frac{\alpha}{p(p+\alpha)}$　　$(1-e^{-\alpha t})\cdot H(t)$　　$\frac{\alpha}{p(p+\alpha)}*\delta(t)=\frac{\alpha}{p}*\left[\frac{1}{p+\alpha}*\delta(t)\right]$

$$=\alpha\int_0^t dt'\cdot e^{-\alpha t'}\cdot H(t')$$

$\frac{p}{p^2+\omega^2}$　　$\cos\omega t\cdot H(t)$　　$\cos\omega t\cdot H(t)=\frac{1}{2}(e^{i\omega t}+e^{-i\omega t})H(t)$

$$=\frac{1}{2}\left(\frac{1}{p-i\omega}+\frac{1}{p+i\omega}\right)*\delta(t)$$

$\frac{\omega}{p^2+\omega^2}$　　$\sin\omega t\cdot H(t)$　　$\sin\omega t\cdot H(t)=\omega\int_0^t dt'\cdot\cos\omega t'\cdot H(t')$

$$=\frac{\omega}{p}*\left[\frac{p}{p^2+\omega^2}*\delta(t)\right]$$

等等。

$$V_{输出}(t)=\frac{\frac{1}{pC}}{R+\frac{1}{pC}}*\left[V_0\cdot\frac{1}{p}*\delta(t)\right]=V_0\frac{\frac{1}{RC}}{p\left(p+\frac{1}{RC}\right)}*\delta(t)=$$

$$=V_0(1-e^{-\frac{t}{RC}})\cdot H(t). \qquad (8.116)$$

移位算子 $e^{-pT}*$ 的解释

因为能把指数函数展开成一个无穷多项式算子，故能将 $e^{-pT}*$ 写作：

$$e^{-pT}*f(t)=\left(1-Tp+\frac{T^2}{2!}p^2-\frac{T^3}{3!}p^3+-\cdots\right)*f(t)$$

$$=f(t)-T\cdot\frac{df}{dt}+\frac{T^2}{2!}\cdot\frac{d^2f}{dt^2}-\frac{T^3}{3!}\cdot\frac{d^3f}{dt^3}+-\cdots.$$

这是函数 $f(t-T)$ 在 $T=0$ 时泰勒级数展开式，它对 t 和 T 的任何值都是收敛的。因此，

$$e^{-pT}*f(t)=f(t-T). \qquad (8.117)$$

因为 $f(t)$ 是一个任意选择的函数，所以

$$e^{-pT}*\delta(t)=\delta(t-T) \qquad (8.118)$$

也是成立的。

一般时间函数 $f(t)$ 的运算乘积

微分算子是线性算子，因此下述关系式成立：

若

$$f(t)=\sum_i c_i f_i(t),\quad 而\ f_i(t)=F_i(p)*\delta(t), \qquad (8.119)$$

则

$$f(t)=F(p)*\delta(t),\quad 而\ F(p)*=\sum_i c_i F_i(p)*$$

（我们已几次使用了这个普通关系式）。

c_i 是与时间有关的常量。利用极限逼近，(8.119) 式的不连续和变为一个积分。

另一方面，能将任何普通函数 $f(t)$ 表示为含有 $\delta(t-T)$ 的褶积积分：

$$f(t)=\int_0^\infty f(T)\cdot\delta(t-T)\cdot dT. \tag{8.120}$$

此处 $f(T)$ 表示在 $t=T$ 时时间函数 $f(t)$ 的各个值。这个值是一个与时间 t 有关的常量。利用(8.118)和(8.119)式，可把与 $f(t)$ 对应的算子 $F(p)*$ 写成：

$$F(p)*=\int_0^\infty f(T)\cdot e^{-pT}\cdot dT*,$$

或者——因为积分变量 T 能够用任何其它符号，如用 t 表示——上式最终可写成：

$$\boxed{F(p)*=\int_0^\infty e^{-pt}\cdot f(t)\cdot dt*.} \tag{8.121}$$

当然，关系式(8.121)只有符号上的意义。因为 p 并不是一个数，而仅仅是一个算子。因此，不能够回答积分的收敛性问题。此外，还能用(8.121)式计算出比上面给出的更为完全的 $f(t)=F(p)*\delta(t)$ 函数表。从给定的 $F(p)*$ 计算 $f(t)$ 的一般关系式，即(8.121)式的反演，并不能用与(8.121)式类似的简单方法导出。显然，这个没有考虑收敛性问题的“自然”运算法，没有十分坚实的数学基础。

8.1.3. 拉普拉斯变换

在8.1.1.节中引证的第二种可能性——即把所有的时间函数变换成一个新的变量的函数，为此，$\frac{d}{dt}$变成一个代数运算——从数学的观点来说是一种较好的方法。由于篇幅所限，即使我们不能够证明下面所有关系式的收敛性，至少知道了能够考虑并且已经考虑过它们的收敛性。考虑到 p 作为一个(复)变量，关系式

(8.121)给出一个恰好具有所希望性质的变换。函数 $F(p)$（现在它是定义在一部分复平面上的一个函数，而不是一个算子）叫做原来的时间函数 $f(t)$的拉普拉斯变换。$F(p)$和 $f(t)$ 之间的对应关系现在用 $\mathcal{L}$, $\mathcal{L}^{-1}$ 或≙表示。

$$F(p)=\int_0^\infty e^{-pt}\cdot f(t)\cdot dt, \tag{8.122}$$

$F(p)=\mathcal{L}\{f(t)\}$, $f(t)=\mathcal{L}^{-1}\{F(p)\}$或简单地表示为 $F(p)\triangleq f(t)$。各个符号的意义不说自明。在大写字母和小写字母的情况下都不能用来区别原来的时间函数和它的拉普拉斯变换。这个变换将用"顶部"符号表示：

$$\hat{V}(p)=\mathcal{L}\{V(t)\},\quad \hat{I}(p)\triangleq I(t),\ \text{等等。}$$

因为关系式(8.122)和(8.121)在形式上是相同的。所以在8.1.2.节中的小函数表也正确地描述了拉普拉斯变换$F(p)\triangleq f(t)$。一个内容更全面的拉普拉斯变换表可以在多伊奇(Doetsch)的专著[8-107]中或其它著作中找到。

8.1.3.1. 拉普拉斯变换规则

拉普拉斯变换是一个线性积分变换，对此，下述关系式成立：

$$f_i(t)=F(p);\quad C_i=\text{常量}\Rightarrow\sum_i C_if_i(t)\triangleq\sum_i C_iF_i(p). \tag{8.123}$$

当然，这正是叠加原理的数学表达式。

按照要求，$f(t)$的微分对应于 $F(p)$的算术运算：

$$f(t)\triangleq F(p)\Rightarrow\frac{df}{dt}\triangleq p\cdot F(p)-f(0). \tag{8.124}$$

这个关系式可用展开的办法来证明如下：

$$\mathcal{L}\left\{\frac{df}{dt}\right\}=\int_0^\infty e^{-pt}\frac{df}{dt}\cdot dt=\left[e^{-pt}\cdot f(t)\right]_0^\infty-\int_0^\infty\frac{de^{-pt}}{dt}\cdot f(t)\cdot dt$$

$$=-f(0)+p\int_0^\infty e^{-pt}f(t)\,dt=-f(0)+p\cdot\mathcal{L}\{f(t)\}.$$

通常用重复微分的方法，得到：

$$f(t)\triangleq F(p)\Rightarrow\frac{d^nf}{dt^n}\triangleq p^n\cdot F(p)-p^{n-1}\cdot f(0)$$
$$-p^{n-2}\cdot f'(0)-\cdots-p\cdot f^{(n-2)}(0)-f^{(n-1)}(0). \qquad (8.125)$$

在简单的运算法中，$f(t)$的第 n 次微分仅出现在 p 的 n 次幂项中，与此相反，在拉普拉斯变换中，还可找到具有在 $t=0$ 时的 $f(t)$值及其导数的 p 的$(n-1)$阶附加多项式。显然，这些多项式考虑到该问题的起始条件：仅当所考虑的系统（网络）在 $t=0$ 时完全处于静止状态时，简单关系式$\frac{df}{dt}\triangleq p\cdot F(p)$成立。

将(8.124)式反演，得到：

$$f(t)\triangleq F(p)\Rightarrow\int_0^t dt'\cdot f(t')\triangleq\frac{1}{p}\cdot F(p), \qquad (8.126)$$

对上式重复积分，最后得到：

$$f(t)\triangleq F(p)\Rightarrow\int_0^t dt^{(n)}\int_0^{t^{(n)}} dt^{(n-1)}+\cdots+\int_0^{t''} dt'\cdot f(t')\triangleq\frac{1}{p^n}\cdot F(p). \qquad (8.127)$$

将变量乘一常量，t 和 p 倒置表示：

$$f(t)\triangleq F(p);\quad a=\text{常量}>0\Rightarrow f(at)\triangleq\frac{1}{a}\cdot F\left(\frac{p}{a}\right). \qquad (8.128)$$

显然，通过变换(8.122)式，将高 t 值的函数 $f(t)$变换在小的 $|p|$ 值范围内，反之亦然。因此，在近似法中，t 对应于$\frac{1}{p}$(参看 8.1.3.5. 节)。

和算子运算法一样，时间变量的移动 $t\to t-T$，导致一个指数式因子 e^{-pT}：

$$f(t)\triangleq F(p);\ T=\text{常量}>0\Rightarrow f(t-T)\triangleq e^{-pT}\cdot F(p), \qquad (8.129)$$

利用(8.122)式，很容易证明上式。

另一方面，代入 $p\to p+\gamma$ 得到一个时间函数与“衰减因子”$e^{-\gamma t}$ 的乘积：

$$f(t) \triangleq F(p);\quad \gamma = \text{常量} > 0 \Rightarrow F(p+\gamma) \triangleq e^{-\gamma t} \cdot f(t). \quad (8.130)$$

最后必须指出，两个拉普拉斯变换相乘，对应于各自的时间函数的褶积。

$$f_1(t) \triangleq F_1(p);\quad f_2(t) \triangleq F_2(p) \Rightarrow F_1(p) \cdot F_2(p)$$
$$\triangleq \int_0^t f_1(t') \cdot f_2(t-t') \cdot dt'. \quad (8.131)$$

当然，积分中的两个函数 f_1 和 f_2 的次序对结果是没有影响的。

8.1.3.2. 拉普拉斯变换在网络分析中的应用

首先，法则(8.123)式到(8.131)式对于解微分方程式是适用的。但是，在网络分析中，可以不必列出微分方程组。为此，首先对全部的时间函数进行变换：$V_i(t) \to \hat{V}_i(p)$；$I_i(t) \to \hat{I}_i(p)$。根据(8.123)式，克希霍夫定律(8.105)式对讯号变换 $\hat{V}_i(p)$ 和 $\hat{I}_i(p)$ 仍然成立。

元件关系式

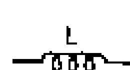
电阻器



电容器



线圈



$$V_R(t) = R \cdot I_R(t) \qquad V_C(t) = V_C(0) + \frac{1}{C}\int_0^t I_C(t') \cdot dt' \qquad V_L(t) = L \cdot \frac{d}{dt} I_L(t)$$

如果在 $t=0$ 时，网络完全处于静止状态，即如果在所有支路中 $V_c(0)=0$ 和 $I_L(0)=0$，则上式变成：

$$\hat{V}_R(p) = R \cdot \hat{I}_R(p),\quad \hat{V}_c(p) = \frac{1}{pC} \cdot \hat{I}_c(p),$$
$$\hat{V}_L(p) = pL \cdot \hat{I}_L(p). \quad (8.132)$$

现在，利用纯粹的代数关系式(8.105)和(8.132)进行网络分析，并借助于拉普拉斯变换表把求得的解变换成时间函数。

举例

把图 8.04 中的微分器作为一个简单的电压分压器来解，

$$\hat{V}_{输出}=\frac{R}{R+\frac{1}{pC}}\cdot\hat{V}_{输入}=\frac{p}{p+\frac{1}{RC}}\cdot\hat{V}_{输入}. \tag{8.133}$$

因为 $t\cdot H(t)\triangleq\frac{1}{p^2}$，由函数表得到：

$$\hat{V}_{输入}=\frac{V_0}{t_0}\cdot\frac{1}{p^2} 和 \hat{V}_{输出}=\frac{V_0}{t_0}\cdot\frac{1}{p\left(p+\frac{1}{RC}\right)},$$

推导出(再查一次函数表)：

$$V_{输出}(t)=V_0\frac{RC}{t_0}(1-e^{-\frac{t}{RC}})\cdot H(t). \tag{8.134}$$

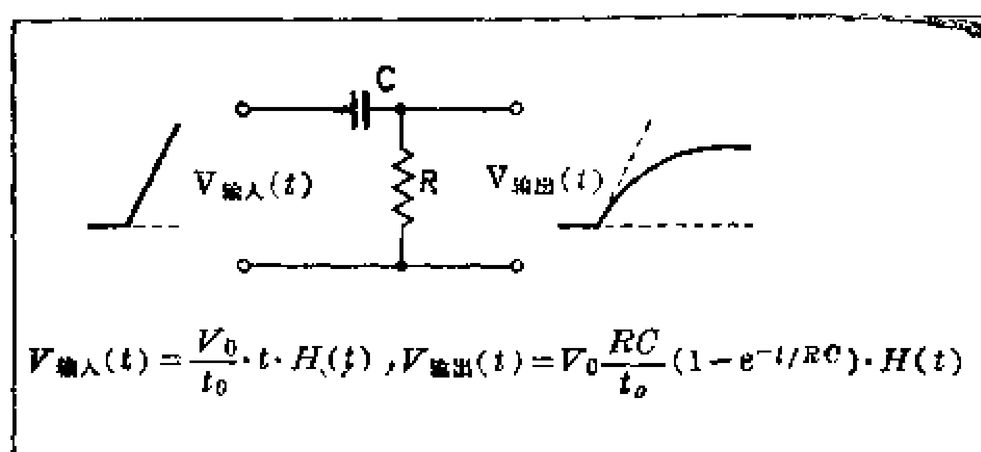


图 8.04　微分器对线性斜坡输入电压的传输

当然，极限条件 $V_c(0)=0$ 和 $I_L(0)=0$ 仅对网络固有的特性适用，而不适用于输入函数。因为，输入讯号可以是象 $\delta(t)$或 $H(t)$ 这样的物理函数，而它们往往产生 $V_c(0)\neq0$ 或 $I_L(0)\neq0$ 的网络响应，关系式 $V_c(0)=0$ 和 $I_L(0)=0$ 常常不能正确地描述在 $t=0$ 时的网络性质。

下例表明，如何完成纯粹形式的计算。一个具有幅度 V_0，持续时间 t_0 的极窄电压脉冲($t_0\ll RC$)，可近似地用 δ 函数来表示，图 8.05 表示了微分器对这个 δ 函数输入讯号的响应。由于 $\delta(t)\triangleq1$，$\hat{V}_{输入}=V_0\cdot t_0$ 成立，并且

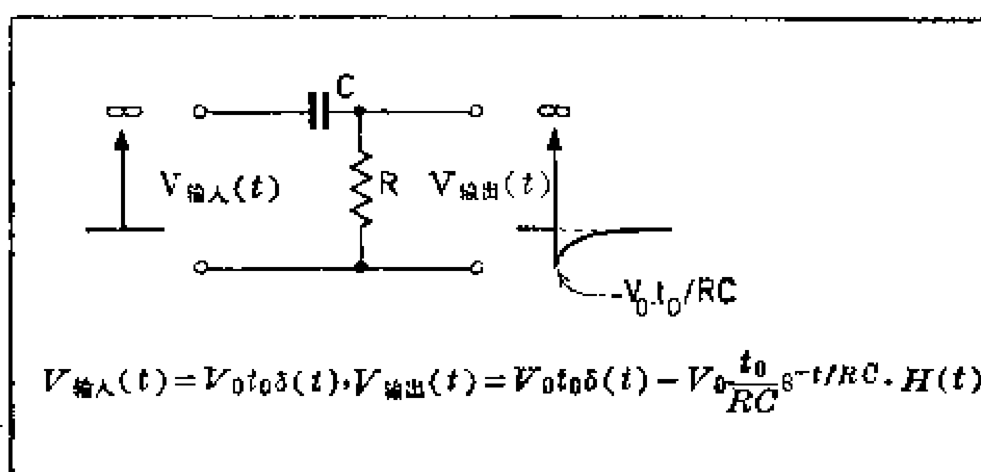


图 8.05　微分器对 δ 脉冲的传输

$$\hat{V}_{输出}=V_0t_0\frac{p}{p+\frac{1}{RC}}=V_0t_0\left(1-\frac{\frac{1}{RC}}{p+\frac{1}{RC}}\right), \qquad (8.135)$$

得到:

$$V_{输出}(t)=V_0t_0\delta(t)-V_0\frac{t_0}{RC}e^{-\frac{t}{RC}}\cdot H(t).$$

这个表达式不但正确地描述了原来的 δ 脉冲的无畸变传输，而且也正确地描述了所形成的幅度为 $-V_0t_0/RC$ 的下冲。

8.1.3.3. 有理函数 $F(p)$ 的反变换

如果输入讯号本身的变换是一个有理函数（这个条件在一般情况下是正确的），根据(8.105)式和(8.132)式，由集总参数元件 R, C, L 组成的网络的解 $F(p)$ 总是一个有理函数:

$$F(p)=\frac{P(p)}{Q(p)}=\frac{a_mp^m+a_{m-1}p^{m-1}+\cdots+a_0}{b_np^n+b_{n-1}p^{n-1}+\cdots+b_0}. \qquad (8.136)$$

系数 a_k 和 b_k 是实数，除去给出的 δ 函数的表达式外[参看例子(8.135)，在那里 $n=m$]，$n>m$ 总是成立的。

为完成反变换起见，将 $F(p)$ 展开为部分分数，在多项式 $Q(p)$ 的 $p_1, p_2, \cdots, p_n$ 都是零的情况下，这个表达式是特别简单的:

$$F(p)=\frac{A_1}{p-p_1}+\frac{A_2}{p-p_2}+\cdots+\frac{A_n}{p-p_n}. \qquad (8.137)$$

$Q(p)$中为零的 p_k 是 $F(p)$ 的极点，相应的余项 A_k 或用系数比较法来计算，或用已知的公式来计算：

$$A_k=\frac{P(p_k)}{Q'(p_k)}, 其中\ Q'(p)=\frac{dQ}{dp}(k=1,2,\cdots,n). \qquad (8.138)$$

利用函数表，很容易变换(8.137)式中的各个部分分数，通常得到的是指数函数 $e^{p_k t}$：

$$\mathfrak{L}^{-1}\{F(p)\}=\sum_{k=1}^{n}A_k\cdot e^{p_k t}\cdot H(t) \qquad (8.139)$$

根据 $Q(p)$的实系数 b_k，极点 p_k 或是实数，或是共轭复数 $p_{k,k+1}=X_k\pm i\omega_k$。在后一种情况下，两个对应的指数函数之和是一谐波函数：

$$A_k e^{p_k t}\cdot H(t)+A_{k+1}e^{p_{k+1}t}\cdot H(t)\approx e^{x_k t}\cdot \sin\omega_k t\cdot H(t), \qquad (8.140)$$

其幅度和相位仍然由余项 A_k 和 A_{k+1} 来决定。

因此：

> 具有单极点的有理函数的反变换，是一个衰减的、有限的或无限的谐波函数与指数函数及阶跃函数之和。

图 8.06 表示出各极点的时间函数，它们与各极点在复数平面上的位置有关。

对于 $F(p)$的高阶极点，下面类型的表达式

$$\frac{1}{(p-p_k)^\rho} \qquad (\rho\geqslant 2)$$

出现在 $F(p)$的部分分数展开式中，利用关系式(8.130)能够容易地把它变换成：

$$\frac{1}{(p-p_k)^\rho}\triangleq\frac{t^{\rho-1}}{(\rho-1)}e^{p_k t}\cdot H(t). \qquad (8.141)$$

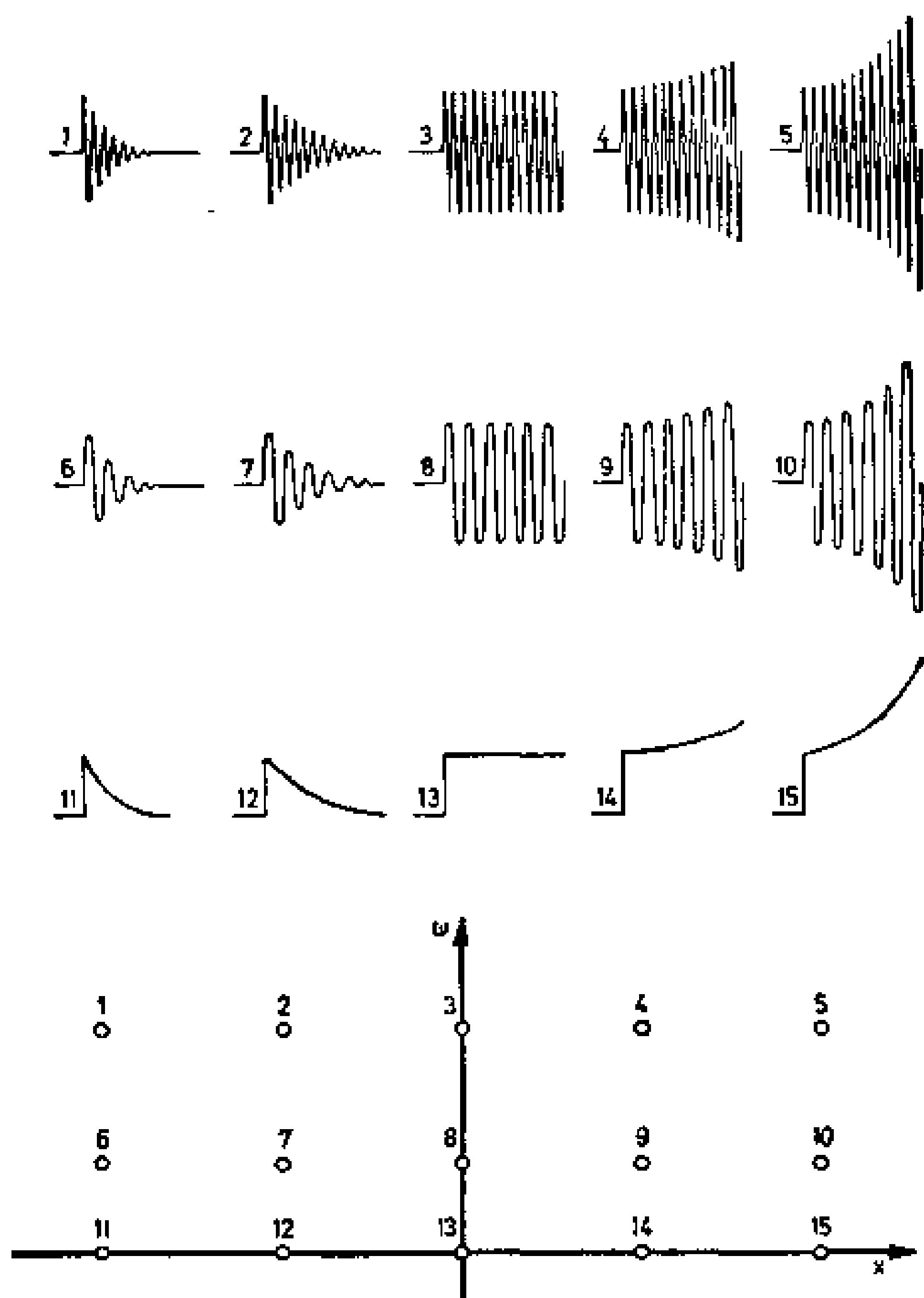


图 8.06 对应于 $F(p)$的不同极点的时间函数(反变换)
(图中仅表示出成对的共轭复数极点中的正虚数部分的极点)

8.1.3.4. 稳定性考虑

在有一个输入和一个输出讯号的网络中，网络层有如下形式的解

$$\hat{A}(p)=G(p)\cdot\hat{E}(p), \tag{8.142}$$

此处 $\hat{A}(p)$和 $\hat{E}(p)$ 分别表示输出和输入讯号的拉普拉斯变换[例如(8.133)式中的 $\hat{V}_{输出}$ 和 $\hat{V}_{输入}$]。$G(p)$表示传输函数（或响应函

数)。

因为 $\delta(t) \triangleq 1$, $G(p)$的反变换 $g(t)=\mathcal{L}^{-1}\{G(p)\}$, 表示在输入一个 δ 函数时的输出讯号，即网络受到一个很窄的输入激励讯号而激励的本征振荡。

如果可以迅速地衰减和消除掉由输入端小的扰动——这些小的扰动总是存在的(噪声)——所引起的本征振荡，则认为这个网络是一个稳定网络。因此，按照图 8.06，如果网络的传输函数 $G(p)$的所有极点都位于左半平面，即 $Re\{P_k\}<0$，则这个网络是稳定的。完全由无源元件组成的所有网络都是稳定的。

8.1.3.5. 近似法

在 8.1.3.3. 节中，我们已证明网络的解通常是一系列谐波振荡 $e^{p_k t}$之和，按照各个极点 p_k 的实数部分的大小和符号，它或是衰减的，或是无限的，或是有限的。对于大的 t 值，这个总和项变得更有意义，和的极点($Re\{p_k\}$)的实数部分是最大的，即和的极点位于复平面的极右端(所谓主极点)。主极点确定了当 $t\to\infty$ 时 $f(t)$的渐近特性。

利用这些考虑，例如在阶跃输入函数为 $V_{输入}(t)=V_0\cdot H(t)$的情况下，对于大的 t 值，能确定具有传输函数 $G(p)$的无源网络的 $V_{输出}(t)$的值。我们有：

$$\hat{V}_{输出}(p)=G(p)\cdot\hat{V}_{输入}(p);\quad \hat{V}_{输入}(p)=\frac{V_0}{p};$$

因此

$$\hat{V}_{输出}(p)=V_0\cdot\frac{G(p)}{p}. \tag{8.143}$$

在 $G(p)/p$ 的部分分数展开式中，除去对应于 $G(p)$的极点 p_k 的分数外，还出现一个对应于新的极点 $p=0$ 的分数 $G(0)/(p-0)$。然而，极点 $p=0$ 是主极点，因为一个无源网络的 $G(p)$的全部极点 p_k 位于左半平面里。因此 $\mathcal{L}^{-1}\left\{\frac{G(0)}{p}\right\}=G(0)\cdot H(t)$ 描述大的 t 值时输出讯号的渐近特性：

$$\lim_{t\to\infty} \cdot V_{输出}(t) = V_0 \cdot G(0) \cdot H(t). \qquad (8.144)$$

例如，一个微分器(图 8.04)给出 $G(p)=p/(p+1/RC)$。对于阶跃输入讯号，$V_{输出}(\infty)$总是为零：$V_{输出}(\infty)=0$，这与 $G(0)=0$ 是一致的。

能够用更一般的方法来表示反变换的这个特性：当 $p=0$ 时，$p\cdot F(p)$的值给出当 $t\to\infty$ 时反变换 $f(t)=\mathcal{L}^{-1}\{F(p)\}$的值。

在讨论关系式(8.128)时，我们曾指出 t 和 p 的倒数关系。事实上，如果我们只对在 t 的限定范围内的输出时间函数感兴趣，则上述倒数关系常可用来简化传输函数 $G(p)$。在相应的近似关系式中，只要用 $1/p$ 代替 t 即可。此法的优点可用与微分器(图 8.04)有关的几个例子来说明，详细讨论如下：

$$\hat{V}_{输出} = G(p)\cdot\hat{V}_{输入} = \frac{p}{p+1/RC}\hat{V}_{输入}$$

$$= \frac{pRC}{pRC+1}\hat{V}_{输入} = \frac{1}{1+1/pRC}\hat{V}_{输入}. \qquad (8.145)$$

由 $G(p)$的不同表达式，导出了不同的近似式。

a）当时间间隔很短即 $t\to 0$ 时的近似

$t\to 0$，给出$\frac{1}{p}\to 0$(或 $p\to\infty$)，因此 $G(p)\approx 1$，所以 $\hat{V}_{输出}\approx\hat{V}_{输入}$；$V_{输出}(t)\approx V_{输入}(t)$：当一个时间间隔很短的讯号通过微分器时没有任何畸变。

b）对于短的时间间隔 $t\ll RC$ 时的近似

$t\ll RC$，给出$\frac{1}{p}\ll RC$，或$\frac{1}{pRC}\ll 1$，因此，

$$G(p)=\frac{1}{1+\frac{1}{pRC}}\approx 1-\frac{1}{pRC};\ 从\ \hat{V}_{输出}\approx\left(1-\frac{1}{pRC}\right)\cdot\hat{V}_{输入},$$

我们得到：

$$V_{输出}(t)\approx V_{输入}(t)-\frac{1}{RC}\int_0^t dt'\cdot V_{输入}(t')$$

在 $V_{输入}(t)=V_0\cdot H(t)$ 的情况下，和预期的一样，我们得到：

$$V_{输出}(t)\approx V_0\cdot\left(1-\frac{t}{RC}\right)\cdot H(t).$$

c）对于大的时间间隔 $t\gg RC$ 时的近似

$t\gg RC$，给出 $\frac{1}{p}\gg RC$，或 $pRC\ll 1$，因此，

$$\hat{V}_{输出}=\frac{pRC}{pRC+1}\hat{V}_{输入}\approx pRC\cdot\hat{V}_{输入}\approx pRC(1-pRC)\cdot\hat{V}_{输入}$$
$$\approx pRC\cdot e^{-pRC}\cdot\hat{V}_{输入}.$$

以上三个近似表达式都是有用的，最后一个表达式利用了众所周知的近似式 $e^x\approx 1+x$（当 $x\ll 1$ 时）。因此，或者得到

$\hat{V}_{输出}\approx pRC\cdot\hat{V}_{输入}\Rightarrow V_{输出}(t)\approx RC\cdot\frac{d}{dt}V_{输入}(t)$（故谓之微分器电路）；或者得到

$$\hat{V}_{输出}\approx pRC\cdot e^{-pRC}\cdot\hat{V}_{输入}\Rightarrow V_{输出}(t)\approx RC\cdot\frac{d}{dt}\cdot V_{输入}(t-RC),$$

后一个表达式还考虑到由微分器产生的数量级为 RC 的小延迟。

8.2. 噪声

8.2.1. 一般考虑，等效噪声电荷概念

让我们来研究一个与放大器连接的辐射探测器。甚至没有任何输入激励源（既没有辐射脉冲，也没有本底脉冲）存在时，在放大器输出端也有某一电压 $V_{输出}(t)$ 以随机方式在其平均值上下起伏（下文中，这个平均值将被假定是零）这种现象称作噪声。

噪声电压是用均方值来表征的：

$$<V^2_{输出}>=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_0^T V^2_{输出}(t)\cdot dt, \tag{8.201}$$

或用均方根偏差 σ 来表征：

$$\sigma=\sqrt{<V^2_{输出}>}. \tag{8.202}$$

因为噪声电压重叠在每一个讯号电压上，它决定了最小的可探测到的幅度，并引起原来的单能讯号的幅度围绕其平均值作统计起伏。因此人们感兴趣的不是$<V^2_{输出}>$的绝对值，而是噪声与所考虑的讯号幅度的比值。

由探测器输出的原始讯号是一个窄的电荷脉冲，这个电荷脉冲首先由输入电路和放大器成形级转换成电压脉冲。如果把噪声表达为放大器输入端的等效电荷起伏，可以便于讯号和噪声作比较。等效噪声电荷 Q_N 定义为：

> 一个电流脉冲 $I(t)=Q_N\cdot\delta(t)$ 加到放大器输入端，将引起一个输出电压脉冲，其幅度等于放大器输出端噪声电压的均方根偏差值 σ。

等效噪声电荷 Q_N 计算如下：根据放大器传输函数 $G(p)$和假定的输入讯号 $I(t)=Q_N\cdot\sigma(t)$的拉普拉斯变换，计算出输出电压脉冲 $V_{输出}(t)=\pounds^{-1}\{Q_N\cdot G(p)\}$，使 $V_{输出}(t)$最大值等于 σ，解这个方程就可得出 Q_N。

把噪声表示为等效电荷 Q_N(用库仑作单位或更好是用电子电荷 e 作单位)就能够直接与讯号进行比较。但是必须考虑到等效噪声电荷这一概念指的是假定的一个很窄的输入电流脉冲。因此，Q_N 和实际的探测器讯号脉冲的比较，只有在下列条件下才是正确的：探测器脉冲与放大器成形时间常数相比较也是很短的，并可把探测器脉冲看作是一个 δ 函数。否则，必须通过在 Q_N 的计算中，用$\hat{a}(p)\cdot G(p)$[其中$\hat{a}(p)=\pounds\{a(t)\}$]来代替放大器传输函数 $G(p)$，或者通过指出真实讯号[$Q\cdot a(t)$]和理想讯号[$Q\cdot\delta(t)$]相比较的幅度亏损来考虑实际的探测器脉冲形状 $I(t)=Q\cdot a(t)$。

8.2.2. 噪声源

由于电荷载流子(电子)的热运动，欧姆电阻两端的电位差有一统计起伏。这个所谓电阻 R 的热噪声能够用一噪声电压发生器

V_R 串接一电阻器 R(图 8.07)来表示，均方噪声电压的频率分布 $\frac{d<V_R^2>}{df}$ 为

$$\frac{d<V_R^2>}{df}=4\cdot kT\cdot R. \tag{8.203}$$

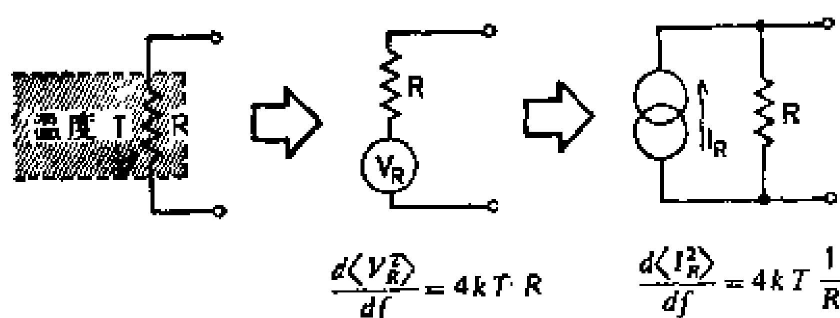


图 8.07　电阻器热噪声等效电路

另一种普通表示法是利用一噪声电流发生器 I_R 与电阻器 R 并联来表示，这时

$$\frac{d<I_R^2>}{df}=4\cdot kT\cdot\frac{1}{R}. \tag{8.204}$$

由于电荷载流子不规则流动所形成的电子电流的量子性质(“散粒”)，任何电流 I，不管它是在金属中流动还是在半导体中流动，或是通过一个金属-半导体结，从热阴极出来，到真空管栅极或板极[1]等等，都呈现出起伏现象，其频率分布为

$$\frac{d<I^2>}{df}=2\cdot e\cdot I, \tag{8.205}$$

这种现象称为散粒噪声。

这两种噪声成分在物理上都是很容易理解的。它们两者都有一个与频率无关的谱(8.204，8.205)，因此，有时用“白噪声”来表示。此外，实际电路元件(晶体管、电子管)呈现出一种过量噪声$\langle V_f^2\rangle$，目前对它尚不完全清楚，其频率分布近似地与 $1/f$ 成比例：

---

1) 当然，电流起伏可以受到次级效应的影响，例如，光电倍增管增益的统计起伏，真空管中的空间电荷效应等等，在任何特殊情况下，必须加以考虑。

$$\frac{d\langle V_f^2\rangle}{df}=\frac{A_f}{f}. \tag{8.206}$$

这种所谓闪变噪声是由连接器材料中的结构变化和各种表面效应引起的。

哈奇(Hatch)[8.216]曾讨论过$\frac{1}{f}$噪声对核谱仪分辨率的影响。

8.2.3. 具有传输函数$G(p)$的放大器的噪声

图 8.08 表示了一个典型的探测器-放大器系统。这个放大器的传输函数为 $A\cdot G(p)$·正因为讯号和噪声同样被放大，所以增益 A 的绝对值是无关紧要的。为简单起见我们可以假定 $A=1$。

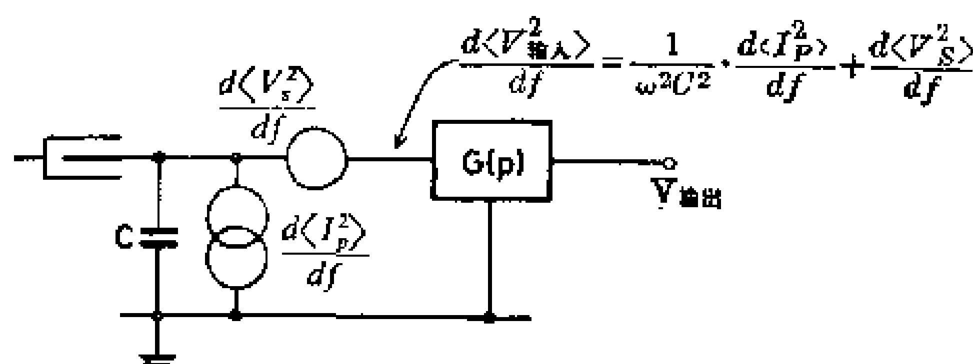


图 8.08 放大器等效电路中的噪声发生器

只有第一级放大器对噪声有主要影响。因为在后面几级中产生的噪声没有完全被放大(阿贝尔[8.216]曾讨论过放大器第二级的噪声影响)。可以区别两种不同的噪声成分：a)直接加到讯号电流上的噪声，因此必须用电流发生器 I_p 和一个输入电容 C 并联来表示这种噪声；b)在放大级里边产生的噪声，与电容 C 无关，必须用一个电压发生器 V_s 和 C 串联来表示这种噪声。并联噪声 I_p 是由探测器漏电流、第一级输入电流(栅流、基极电流或场效应晶体管门电流)以及探测器偏压电阻(它未在图 8.08 中表示出来)的热噪声组成。串联噪声是由元件电流的不规则起伏(板极电流、集电极电流或沟道电流的散粒噪声)以及与频率有关的闪变噪声引起的。因此：

$$\frac{d^2\langle I_p^2\rangle}{df}=a; \qquad \frac{d\langle V_s^2\rangle}{df}=b+\frac{A_f}{f}, \qquad (8.207)$$

此处 a 和 b 是描述白噪声的与系统有关的常量，A_f 取自(8.206)式。

假设噪声幅度呈正态分布，总噪声的偏差值是各个噪声分量的偏差值的简单算术和。另一方面，当用 $i\omega$[1]代替 p 时，传输函数 $G(p)$变成了放大器的频率特性。因此

$$\frac{d\langle V_{输出}^2\rangle}{df}=\frac{d\langle V_{输入}^2\rangle}{df}\cdot|G(i\omega)|^2, \qquad (8.208)$$

并且放大器输出端噪声电压的偏差值是：

$$\langle V_{输出}^2\rangle=\frac{1}{2\pi}\int_0^\infty\left\{\frac{d\langle V_s^2\rangle}{df}+\frac{1}{\omega^2C^2}\cdot\frac{d\langle I_p^2\rangle}{df}\right\}|G(i\omega)|^2d\omega。 \qquad (8.209)$$

下文中，只考虑放大器具有简单微分器和积分器的情况。正象(8.201)式中指出的，当 $\tau_{微分}=\tau_{积分}=\tau$ 时，讯号噪声比最大。因此，传输函数 $G(p)$是

$$G(p)=\frac{p\tau}{(1+p\tau)^2}. \qquad (8.210)$$

有不少人讨论过传输函数 $G(p)$ 不同于(8.210)式的放大器的情况[8.201,8.202]。文献[8.203]给出了在各种 $\tau_{积分}/\tau_{微分}$ 比率下对放大器进行计算的数字结果，这些放大器带有一次或两次 RC 微分或电缆微分以及一次或两次积分电路。这里考虑的是最简单的情况，(8.210)式能反映出最适用的特性。多重积分能稍微减少等效噪声电荷 Q_N，而两次 RC 微分或电缆削波能增加 Q_N。另外，在这些比较复杂的情况下，Q_N 的最小值常常是在 $\tau_{微分}\neq\tau_{积分}$ 时得到的。然而和(8.210)式相比，可能的改善只有百分之几十(也参见 3.1.3 节，表3.38)。

在精确定时时，还希望有高的能量分辨率(即低噪声)，最有利的办法是分别在具有不同传输函数 $G(p)$[8.204]的两道中来处理讯号。

---

1) 考虑一个具有传输函数为 $G(p)$的无源网络传输一谐波振荡

$$\cos\omega t\cdot H(t)\triangleq p/(p^2+\omega^2),$$

在 $t\to\infty$ 时(即在瞬态响应衰减后)的情况，很容易证明这个问题。$G(p)\cdot p/(p^2+\omega^2)$的主极点是$\pm i\omega$，因此在 $t\to\infty$的近似条件下输出讯号是$|G(i\omega)|\cdot\cos(\omega t+\varphi)$，其中 φ 表示 $G(i\omega)$的幅角(极角)。

把(8.207)式和(8.210)式中的$G(p)$代入(8.209)式，能够算出：

$$\langle V^2_{输出}\rangle=\frac{a}{C^2}\cdot\frac{\tau}{8}+b\cdot\frac{1}{8\tau}+\frac{A_f}{2}, \qquad (8.211)$$

其中，第一项表示并联噪声；第二项表示串联噪声；第三项表示闪变噪声。假定的讯号$I(t)=Q_N\cdot\delta(t)$给出放大器的输出讯号为(讯号的实际极性是无关紧要的)：

$$V_{输出}(t)=\frac{Q_N}{C}\cdot\frac{t}{\tau}e^{-\frac{t}{\tau}}\cdot H(t), \qquad (8.212)$$

脉冲幅度为：

$$V_{最大}=\frac{Q_N}{C}\cdot\frac{1}{e}. \qquad (8.213)$$

令$\langle V^2_{输出}\rangle=V^2_{最大}$，由(8.211)式和(8.213)式得出：

$$Q_N=\frac{1}{e}\sqrt{a\tau+\frac{b}{\tau}C^2+4A_fC^2}, \qquad (8.214)$$

此处采用$e^2\approx8$。根据因子$\frac{1}{e}$，等效噪声电荷Q_N用电子e的数目来表示。

8.2.4. 电荷灵敏放大器中的噪声

大部分低噪声放大器是按照电荷灵敏级来连接的。图(8.09)表示出这样一个级的等效电路图。与给定的探测器讯号$I_{讯号}(t)$相对应的输出电压为(略去极性)：

$$\hat{V}_{输出}(p)=\hat{I}_{讯号}(p)\frac{1}{p[C_f+(C+C_f)/A_0]}\cdot G(p). \qquad (8.215)$$

将(8.210)式中的$G(p)$和$I_{讯号}(t)=Q_N\cdot\delta(t)$代入上式，$V_{输出}(t)$的幅度为：

$$V_{最大}=\frac{Q_N}{C_f+(C+C_f)/A_0}\cdot\frac{1}{e}. \qquad (8.216)$$

A_0表示差分放大器的增益，C_f是反馈电容。在串联噪声发生器处注入一个电压讯号V_s，引起一个输出电压(极性仍旧忽略)：

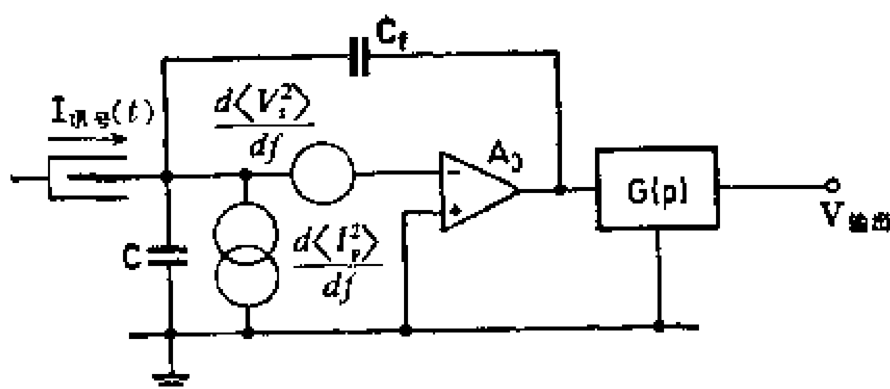


图 8.09 电荷灵敏放大器等效电路中的噪声发生器

$$\hat{V}_{输出}(p)=\hat{V}_s\cdot\frac{C+C_f}{C_f+(C+C_f)/A_0}\cdot G(p). \tag{8.217}$$

因此，在放大器输出端的噪声电压为：

$$\langle V_{输出}^2\rangle=\frac{1}{2\pi}\int_0^\infty\left\{\frac{d\langle V_s^2\rangle}{df}\cdot\frac{(C+C_f)^2}{[C_f+(C+C_f)/A_0]^2}+\frac{d\langle I_p^2\rangle}{df}\cdot\frac{1}{\omega^2[C_f+(C+C_f)/A_0]^2}\right\}\cdot|G(i\omega)|^2\cdot d\omega. \tag{8.218}$$

将(8.218)式和(8.209)式比较并将(8.216)式和(8.213)式比较，导出等效噪声电荷 Q_N：

$$Q_N=\frac{1}{e}\sqrt{a\tau+\frac{b}{\tau}(C+C_f)^2+4\cdot A_f\cdot(C+C_f)^2}. \tag{8.219}$$

当然，这个结果并不令人感到意外，因为众所周知，讯号噪声比是不受任何反馈的影响的[8.205]。尽管如此，略微作些计算完全可以证明：在(8.219)式中的电容和(8.214)式中的电容一样仅仅表示外部"冷"电路电容（即图 8.08 中的 C 和图 8.09 中的 $C+C_f$）而不是动态输入电容 $C+C_f(1+A_0)$；

8.2.5. 具有真空管、双极晶体管和场效应晶体管 FET 的输入级的特性

在(8.214)式或(8.219)式三项中的最后一项——闪变噪声分量 $4\cdot A_f\cdot C^2$——是与脉冲成形时间常数 τ 无关的。并联噪声 $a\tau$ 随 τ 的增加而增加，而串联噪声 $\frac{b}{\tau}C^2$ 随 τ 的增加而减少。因此，

Q_N 在某一时间常数 $\tau=\tau_0$ 时呈现出一最小值。τ_0的计算值为:

$$\tau_0=C\cdot\sqrt{b/a}. \tag{8.220}$$

通常,依据实际情况的不同,τ_0 在 0.1～100 微秒之间。

当工作在高计数率时,不能用很长的 τ,往往必须抛弃最佳条件(8.220)式。通常选择 $\tau\approx1$ 微秒。如果必须使用 $\tau\neq\tau_0$,那么,可借助较复杂的成形滤波器 $G(p)$来减少等效噪声电荷 Q_N[8.206,8.208]。

并联噪声 a 由下述分量组成:

$$a=4\cdot kT/R+2\cdot e\cdot I_D+2\cdot e\cdot I_{输入}. \tag{8.221}$$

(8.221)式中的第一项是探测器偏压电阻 R 的贡献,可以被忽略。因为一般选择很高的 R 值(几兆欧)。第二项表示探测器漏电流 I_D 的起伏。如果在电离室中,$I_D\approx0$,则它对 Q_N 的贡献也可略去。而在半导体探测器中,按照探测器的类型和尺寸,P-N 结反向电流 I_D 是 10^{-11}～10^{-7} 安。例如在 $I_D\approx10^{-7}$ 安 的情况下,第二项 $2\cdot e\cdot I_D$ 就可成为对 Q_N 的最主要贡献。

第三项 $2\cdot e\cdot I_{输入}$依赖于所使用的电路元件的输入电流 $I_{输入}$(真空管中的栅流,双极晶体管中的基极电流,FET 中的栅电流)。在静电计管中以及通常具有低板压和低跨导的所有管子中 $I_{输入}\approx10^{-12}\cdots10^{-10}$安,在 FET 中也大致如此($I_{输入}\approx10^{-11}$ 安),它对 Q_N 的贡献可以被忽略。如果将高互导的真空管和小 I_D 的探测器一起使用,栅流 $I_{输入}$ 可能造成许多困难。由于双极晶体管具有高的基极电流($\gtrsim10^{-6}$ 安),通常不把它用于低噪声前置放大器中。

串联噪声大都由输入电路元件的散粒噪声组成,可以用等效电阻器 $R_{等效}$[1]的热噪声来表示串联噪声:

$$b=4\cdot kT\cdot R_{等效}, \tag{8.222}$$

其中,对于真空管[8.201,8.207]

$$R_{等效}=\frac{2.5}{g_m}, \tag{8.223}$$

---

1) 次级效应的讨论,如象在五极管中的分配噪声等,在这里省略了。

对于双极晶体管[8.206]

$$R_{等效}=\frac{0.5}{g_m}, \tag{8.224}$$

对于场效应晶体管[8.209~8.211]

$$R_{等效}=\frac{0.7}{g_m}, \tag{8.225}$$

此处 g_m 表示所研究的元件的互导，并且 $T=290°K$。对于双极晶体管 $g_m=\frac{e}{kT}\cdot I_c$，因此 $R_{等效}$依赖于集电极电流 I_c。对于真空管和双极晶体管来说，典型值是 $g_m\approx10$ 毫安/伏，FET 的 $g_m\approx1$ 毫安/伏。

把 FET 冷却到100～130°K[8.212]，则它的总噪声可大大减少，其物理效应目前尚不完全清楚。当把 FET 冷却到 100°K 以下时，由于在低温下互导的减少和激活载流子数目起伏的上升，噪声又开始增加。

闪变噪声常数 A_f 对于真空管大约是 10^{-13} 伏^2，对于 FET 大约是 10^{-12} 伏^2。在双极晶体管中 $1/f$ 噪声相对于其它噪声分量而言完全可以忽略。

(8.214)式中的电容 C 由两部分组成，即放大器输入端内部电容 $C_内$和外部电容 $C_外$(＝探测器电容＋探测器和放大器间连接电容)：$C=C_内+C_外$。因此，等效噪声电荷 Q_N(8.214)以两个成分衰减，一个与 $C_外$有关，另一个与 $C_外$ 无关。为实用起见，可把等效噪声电荷 Q_N 解析为 $C_外$的幂级数，得到下面的线性近似式：

$$Q_N=Q_{NO}+\frac{dQ_N}{dc}\cdot C_外. \tag{8.226}$$

通常，Q_{NO} 项由 a[1]支配，$\frac{dQ_N}{dc}$由 b 和 A_f 支配。因子 Q_{NO} 和$\frac{dQ_N}{dc}$

---

1) 因为 Q_{NO} 作为放大器的质量参数，在 a 中不需考虑探测器的漏电流的贡献 $2\cdot e\cdot I_D$(8.221)。

足以表征放大器。例如，图 8.10 画出了哈恩等人[8.214]所研究的一个前置放大器噪声与外部电容之间的关系的实验曲线。

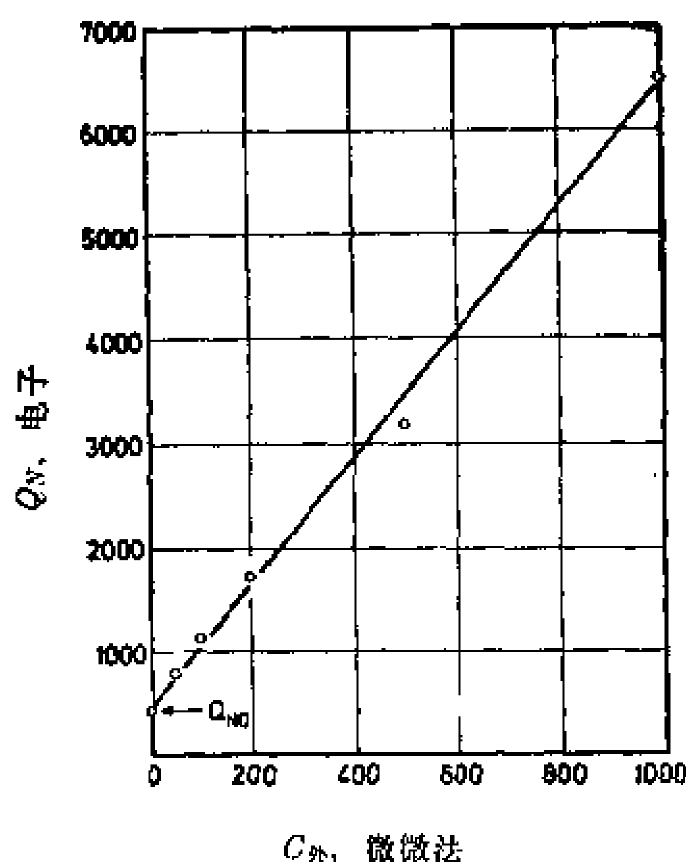


图 8.10　等效噪声电荷 Q_N 对外部电容 $C_外$的依赖关系[8.214]

图 8.11(拉德卡[8.213])画出了具有真空管、双极晶体管和场效应晶体管的放大器的噪声特性。Q_{NO}-$\frac{dQ_N}{dC}$图的阴影区域给出了典型值。由于很大的基极电流，双极晶体管的等效噪声电荷 Q_{NO} 要比真空管和 *FET* 的 Q_{NO} 高一个数量级。因为 *FET* 的互导较低[即(8.214)式中 b 较高]，故它的 dQ_N/dC 比真空管的要高。然而在目前的技术状况下，*FET* 冷却到约 100°K 时，能得到最好的总噪声性能。

为完善起见，*MOS* 型晶体管也应提及。它的噪声特性似乎颇有前途，然而至少在目前，由于很高的 $1/f$ 噪声而受到限制。

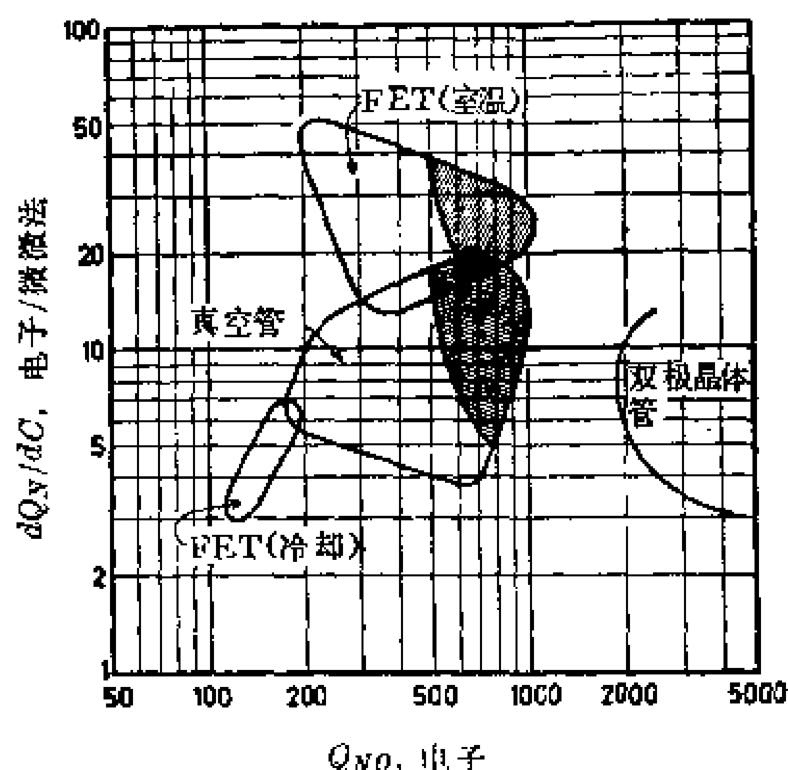


图 8.11　用 Q_{NO} 和 $\frac{dQ_N}{dC}$ 表示的具有不同电路元件的放大器的噪声特性

8.2.6.　噪声和分辨率

在辐射谱仪中，脉冲幅度通常是以能量单位(如千电子伏)来测量的。将等效噪声电荷 Q_N 乘以W，就可以直接确定以能量单位表示的讯号脉冲幅度的均方根偏差值 σ：

$$\sigma=W\cdot Q_N. \tag{8.227}$$

正如在第二章中指出的，W 表示在前置放大器输入端产生一个电子电荷所需的能量。(例如在空气电离室中为 35 电子伏，在充甲烷的正比计数器中为 $30/\overline{M}$ 电子伏，$\overline{M}$ 为气体倍增因子，在硅半导体探测器中为 3.5 电子伏等等)。

由于噪声 Q_N[或 σ(8.227)]，一个无限陡的能量谱线 $\eta(E)=N_0\cdot\delta(E-E_0)$，在 $E=E_0$ 时可展宽成 $\tilde{\eta}(E)$：

$$\tilde{\eta}(E)=N_0\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}}(\text{正态分布}). \tag{8.228}$$

这就是所谓正态谱线形状，如图 8.12 所示。如果原来的能量谱线 $\eta(E)$ 具有更一般的形状，如图 2.02 那样，则噪声展宽曲线 $\tilde{\eta}(E)$ 可作为 $\eta(E)$ 和正态分布(8.228)式的褶积来得到：

$$\tilde{\eta}(E)=\int_{-\infty}^{+\infty}\eta(\mathscr{E})\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}\cdot e^{-\frac{(E-\mathscr{E})^2}{2\sigma^2}}\cdot d\mathscr{E}. \qquad (8.229)$$

如果 $\eta(E)$本身是一个具有均方根偏差值为 σ_L 的正态谱线，那么关系式(8.229)给出关于 $\tilde{\eta}(E)$的正态谱线就具有：

$$\sigma_{总}=\sqrt{\sigma_L^2+\sigma^2} \qquad (8.230)$$

和标准偏差值一样。

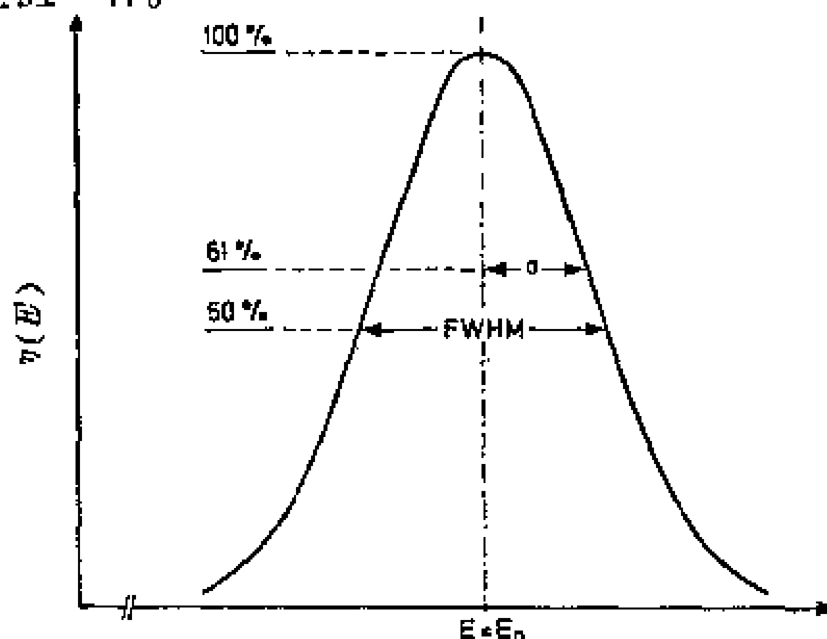


图 8.12　谱线的正态形状

通常，分辨率用半宽度(FWHM)表示。由图 8.12 得

$$\mathrm{FWHM}=2.35\cdot\sigma_{总}. \qquad (8.231)$$

例如，计算在下述情况下 Co^{57} 的 122 千电子伏光电峰的分辨率：锗半导体探测器($W=2.6$ 电子伏，$I_D=1$ 毫微安，$C_外=10$ 微微法)和真空管前置放大器，其后连接具有一级 RC 微分器和积分器($\tau_{微分}=\tau_{积分}=\tau=1$ 微秒，$Q_{NO}=200$ 个电子，$\frac{dQ_N}{dC}=7$ 个电子/微微法)的主放大器。根据(8.226)式，$Q_N=270$ 个电子，从(8.214)式和(8.221)式对 Q_N 还必须添加 $2\cdot e\cdot I_D\cdot\tau/e^2$ 部分：$Q_N=\sqrt{2\cdot I_D\cdot\tau/e+(270)^2}=292$ 个电子。因此 $\sigma=0.76$ 千电子伏。这个讯号由 $\Delta E/W=122000/2.6=47000$ 个电子组成。假设法诺因子 $f=0.5$，讯号的均方根偏差值是$\sqrt{47000/2}=153$ 个电子或 $\sigma_L=0.40$ 千电子伏。由(8.230)式，$\sigma_{总}=0.86$ 千电子伏，并且由(8.231)式得到分辨率 FWHM≈2 千电子伏。

参考文献

1.001 De Waard, H., and D. Lazarus: Modern Electronics. Reading, Massachusetts: Addison-Wesley 1966.

1.002 Samueli, J. J., J. Pigueret, et A. Sarazin: Instrumentation électronique en physique nucléaire (Mesures de temps et d'énergie). Paris: Masson et Cie., Editeurs 1968.

2.001 Franzen, W., and L., W. Cochran: Pulse Ionization Chambers and Proportional Counters. In: Nuclear Instruments and their Uses (ed. A. H. Snell), p. 3. New York: John Wiley & Sons 1962.

2.002 Gray, L. H.: Proc. Cambridge Phil. Soc. 40, 72 (1944).

2.003 Neuert, H.: Kernphysikalische Meßverfahren. Karlsruhe: G. Braun 1966.

2.004 Landau, L. D.: J. Phys. USSR 8, 72 (1944).

2.005 Birkhoff, R. D.: In: Handbuch der Physik, Vol. XXXIV. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1958.

2.006 Wegner, H. E.: Nucl. Electronics IAEA 1, 427 (1962).

2.007 Fano, U.: Phys. Rev. 72, 26 (1947).

2.008 Wilkinson, D. H.: Ionisation Chambers and Counters. Cambridge University Press 1950.

2.009 Buneman, O., T. E. Cranshaw, and J. A. Harvey: Canad. J. Research A-27, 191 (1949).

2.010 Frisch, O.: Brit. Atomic Energy Com. Report BR-49 (1944).

2.011 Miller, H. L.:Rev. Sci. Instr. 27, 330 (1956).

2.012 Tsukuda, M.: Nucl. Instr. Methods 14, 241 (1961).

2.013 Ogawa, I., T. Doke, and M. Tsukuda: Nucl. Instr. Methods 13, 164 (1961).

2.014 Benoit, R., G. Bertolini, et G. B. Restelli: Electronique Nucleaire. Paris: SFER 1963, p. 485.

2.015 Bochagov, B. A., A. A. Vorob'ev, and A. P. Komar: Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. 20, 1455 (1956).

2.016 ——— Zh. Tekhn. Fiz. 27, 1575 (1957).

2.017 Gillespie, A. B.: Signal, Noise and Resolution in Nuclear Counter

Amplifiers. New York: Pergamon Press 1953.

2.018 BALDINGER, E., and W. FRANZEN: Advances in Electronics and Electron Physics 8, 255 (1956). New York: Academic Press.

2.019 ENGELKEMEIR, D. W., and L. B. MAGNUSSON: Rev. Sci. Instr. 26, 295 (1955).

2.020 COTTINI, C., E. GATTI, G. GIANNELLI, e G. ROZZI: Nuovo Cimento 3, 473 (1956).

2.021 HANNA, G. C., D. H. W. KIRKWOOD, and B. PONTECORVO: Phys. Rev. 75, 985 (1949).

2.022 CURRAN, S. C., and H. W. WILSON: Proportional Counters and Pulse Ionization Chambers. In: Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy (ed. K. SIEGBAHN), p. 303. Amsterdam 1965.

2.023 SNYDER, H. S: Phys. Rev. 72, 181 (1947).

2.024 CURRAN, S. C., A. L. COCKCROFT, and J. ANGUS: Phil. Mag. 40, 929 (1949).

2.025 SAUTER, F.: Zt. Naturf. 4a, 682 (1949).

2.026 HOYT, R. C.: Rev. Sci. Instr. 20, 178 (1949).

2.027 BISI, A., e L. ZAPPA: Nuovo Cimento 2, 988 (1955).

2.028 WEST, D.: Proc. Phys. Soc. (London) A-66, 306 (1953).

2.029 SCHLUMBOHM, H.: Zur Statistik der Elektronenlavinen im Proportionalzählrohr Diplomarbeit, Hamburg 1958 (quoted in: 2.003).

2.030 BYRNE, J.: Proc. Roy. Soc. Edinburgh 66, 33 (1962).

2.031 LAUSIART, A., et J. P. MORUCCI: J. Phys. et Rad. 23, 102-A(1962).

2.032 PRESCOTT, J. R., and P. S. TAKHAR: IRE Trans. Nucl. Sci. NS-9/3, 36 (1962).

2.033 — Nucl. Instr. Methods 22, 256 (1963).

2.034 — Nucl. Instr. Methods 39, 173 (1965).

2.035 McCUTCHEN, C. W.: Rev. Sci. Instr. 27, 106 (1956).

2.036 NAGATANI, T., and Y. SAKAKI: Rev. Sci. Instr. 33, 556 (1962).

2.037 MAY, F., and F. SEMTURS: Nucl. Instr. Methods 34, 121 (1965).

2.038 GEIGER, H., and W. MÜLLER: Phys. Zt. 29, 839 (1928).

2.039 ALDER, F., E. BALDINGER, P. HUBER, and F. METZGER: Helv. Phys. Acta 20, 73 (1947).

2.040 VAN DUUREN, K., A. J. M. JASPERS, and J. HERMSEN: Nucleonics 17/6, 86 (1959).

2.041 GEBAUER, H.: A. T. M. J 0 76/9 (1961).

2.042 STEVENSON, A.: Rev. Sci. Instr. 23, 93 (1952).

2.043 — Rev. Sci. Instr. 23, 93 (1952).

2.044 RAMSEY, W. E.: Rev. Sci. Instr. 23, 95 (1952).

2.045 PORTER, W. C., and W. E. RAMSEY: Rev. Sci. Instr. 23, 95 (1952).

2.046 MANDEVILLE, C. E., and M. V. SCHERB: Nucleonics 3, 2 (1948).

2.047 KELLEY, G. G., W. H. JORDAN, and P. R. BELL: Rev. Sci. Instr. 21, 330 (1950).

2.048 MANDEVILLE, C. E.: Rev. Sci. Instr. 23, 94 (1952).

2.049 LOVELESS, F. C., and J. GROSSART: Nucl. Electronics IAEA 2, 317 (1962).

2.050 ELLIOT, H.: Proc. Phys. Soc. (London) A-62, 369 (1949).

2.051 NEHER, H. V., and W. W. HARPER: Phys. Rev. 49, 940 (1936).

2.052 —, and W. H. PICKERING: Phys. Rev. 53, 316 (1938).

2.053 GETTING, I. A.: Phys. Rev. 53, 103 (1938).

2.054 MAIER-LEIBNITZ, H. W.: Rev. Sci. Instr. 19, 500 (1948).

2.055 CRANE, H. R.: Rev. Sci. Instr. 32, 953 (1961).

2.056 CROWELL, A. D., and P. R. LOW: Rev. Sci. Instr. 29, 245 (1958).

2.057 KRAMERS, J. H.: Nucl. Instr. Methods 32, 37 (1965).

2.058 SIMPSON, I. A.: Phys. Rev. 66, 39 (1944).

2.059 HODSON, A. L.: J. Sci. Instr. 25, 11 (1948).

2.060 PORTER, W. C.: Nucleonics 11/3, 32 (1953).

2.061 GIBSON, W. M., G. L. MILLER, and P. F. DONOVAN: Semiconductor Particle Spectrometers. In: Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy (ed. K. SIEGBAHN), p. 345. Amsterdam 1965.

2.062 SEILER, K.: Physik und Technik der Halbleiter. Stuttgart 1964.

2.063 SALOW, H., H. BENEKING, H. KRÖMER, und W. v. MÜNCH: Der Transistor. Physikalische und technische Grundlagen. Berlin 1963.

2.064 DEARNALEY, G., and D. C. NORTHROP: Semiconductor Counters for Nuclear Radiations. London 1964.

2.065 GOULDING, F. S.: Nucl. Instr. Methods 43, 1 (1966).

2.066 HUTH, G. C., H. E. BERGESON, and J. B. TRICE: Rev. Sci. Instr. 34, 1283 (1963).

2.067 HANSEN, W. L., and F. S. GOULDING: Nucl. Instr. Methods 29, 345 (1964).

2.068 BUCK, T. M., G. H. WHEATLEY, and J. W. RODGERS: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-11/3, 294 (1964).

2.069 CAPPELLANI, F., and G. RESTELLI: Nucl. Instr. Methods **25**, 230 (1964).

2.070 SIFFERT, P., and A. COCHE: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-12/1, 284 (1965).

2.071 KLEMA, E. D.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-12/1, 288 (1965).

2.072 BUSSOLATI, C.: Nucl. Instr. Methods **33**, 293 (1965).

2.073 ANDERSSON-LINDSTRÖM, G., and B. ZAUSIG: Nucl. Instr. Methods **40**, 277 (1966).

2.074 PELL, E. M.: N. R. C. Publ. **871**, 136 (1961).

2.075 — J. Appl. Phys. **31**, 291 (1960).

2.076 MAYER, J. W.: J. Appl. Phys. **33**, 2894 (1962).

2.077 AMMERLAAN, C. A. J., and K. MULDER: Nucl. Instr. Methods **21**, 97 (1963).

2.078 TAVENDALE, A. J.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13/3, 315 (1966).

2.079 FIEDLER, J. H., L. B. HUGHES, T. J. KENNETT, W. V. PRESTWICH, and B. J. WALL: Nucl. Instr. Methods **40**, 229 (1966).

2.080 SAH, C. T., R. N. NOYCE, and W. SHOCKLEY: Proc. IRE **45**, 1228 (1957).

2.081 GOULDING, F. S., and W. L. HANSEN: Nucl. Instr. Methods **12**, 249 (1961).

2.082 SHOCKLEY, W.: Czech. J. Phys. **B11**, 81 (1961).

2.083 BALDINGER, E., W. CZAJA, and J. GUTMAN: Helv. Phys. Acta **35**, 559 (1962).

2.084 MAYER, J. W.: J. Appl. Phys. **30**, 1937 (1959).

2.085 BUSSOLATTI, C., A. FIORENTINI, and G. FABRI: Phys. Rev. **136A**, 1756 (1964).

2.086 MAYER, J. W.: Nucl. Instr. Methods **43**, 55 (1966).

2.087 FABRI, G., E. GATTI, and V. SVELTO: Phys. Rev. **131**, 134 (1963).

2.088 BRYTSYN, K. I., and A. A. SMIRNOW: Solid State Phys. (USSR) 8/1, 163 (1966).

2.089 VAN ROOSBROECK, W.: Phys. Rev. **139-A**, 1703 (1965).

2.090 BILGER, H. R.: Nucl. Instr. Methods 40, 54 (1966).

2.091 PRIOR, A. C.: J. Chem. Phys. Solids **12**, 175 (1960).

2.092 Tove, P. A., and K. Falk: Nucl. Instr. Methods 12, 278 (1961).

2.093 Cavalleri, G., G. Fabri, E. Gatti, and V. Svelto: Nucl. Instr. Methods 21, 177 (1963).

2.094 Ramo, S.: Proc. IRE 27, 584 (1939).

2.095 Jen, C. K.: Proc. IRE 29, 345 (1941).

2.096 — Proc. IRE 29, 464 (1941).

2.097 Tove, P. A., and K. Falk: Nucl. Instr. Methods 29, 66 (1964).

2.098 Alberigi-Quaranta, A., M. Martini, G. Ottaviani, and G. Zanarini: Nucl. Instr. Methods 29, 173 (1964).

2.099 Cottini, C., E. Gatti, and V. Svelto: NAS-NRC Publ. 1184, 53 (1964).

2.100 Meyer, H.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13/3, 180 (1966).

2.101 Miller, G. L., and W. M. Gibson: Nucl. Electronics IAEA 1, 477 (1961).

2.102 Axtmann, R. C., and D. Kedem: Nucl. Instr. Methods 32, 70 (1965).

2.103 Kuhn, A.: Czech. J. Phys. 16, 697 (1966).

2.104 Fabri, G., E. Gatti, and V. Svelto: NAS-NRC Publ. 1184, 49 (1964).

2.105 Poenaru, D. N., and N. Vîlcov: Nucl. Instr. Methods 36, 52 (1965).

2.106 Dubrau, H. J.: Nucl. Instr. Methods 15, 77 (1962).

2.107 Blankenship, J. L.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-11/3, 373 (1964).

2.108 —, and S. F. Pinasco: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-12/6, 77 (1965).

2.109 Leventhal, E. A.: Nucl. Instr. Methods 35, 325 (1965).

2.110 Chase, R. L., W. A. Higinbotham, and G. L. Miller: IRE Trans. Nucl. Sci. NS-8/1, 147 (1961).

2.111 Heywood, D. R., and B. L. White: Rev. Sci. Instr. 34, 1050 (1963).

2.112 Hahn, J., and R. O. Meyer: IRE Trans. Nucl. Sci. NS-9/4, 20 (1962).

2.113 — — Nucl. Instr. Methods 29, 277 (1964).

2.114 Langmann, H. J., and O. Meyer: Nucl. Instr. Methods 30, 135 (1964).

2.115 Kandiah, K.: NAS-NRC Publ. 1184, 65 (1964).

2.116 TAKEDA, S.: Nucl. Instr. Methods **27**, 269 (1964).

2.117 WAHL, H.: Nucl. Instr. Methods **25**, 247 (1964).

2.118 EMMER, T. L.: IRE Trans. Nucl. Sci. NS-8/1, 140 (1961).

2.119 — IRE Trans. Nucl. Sci. NS-9/3, 305 (1962).

2.120 SPLICHAL, W. F.: Nucl. Instr. Methods **41**, 156 (1966).

2.121 JONASSON, L. G.: Nucl. Instr. Methods **26**, 104 (1964).

2.122 CHASE, R. L.: In: Semiconductor Nuclear Particle Detectors. NAS-NRC Publ. 871, 221 (1961).

2.123 RADEKA, V., and R. L. CHASE: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13/3, 477 (1966).

2.124 — NAS-NRC Publ. 1184, 70 (1964).

2.125 BLALOCK, T. V.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-11/3, 365 (1964).

2.126 — IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13/3, 457 (1966).

2.127 SMITH, K. F., and J. E. CLINE: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13/3, 468 (1966).

2.128 ELAD, E.: Nucl. Instr. Methods **37**, 327 (1965).

2.129 NYBAKKEN, T. W., and V. VALI: Nucl. Instr. Methods **33**, 164 (1965).

2.130 MEYER, O.: Nucl. Instr. Methods **33**, 164 (1965).

2.131 RADEKA, V.: Nucleonics **23**/7, 52 (1965).

2.132 FAIRSTEIN, E.: In: Semiconductor Nuclear Particle Detectors. NAS-NRC Publ. 871 (1961).

2.133 — IRE Trans. Nucl. Sci. NS-8/1, 129 (1961).

2.134 ALBERIGI-QUARANTA, A., M. MARTINI, G. OTTAVIANI, and G. ZANARINI: Nucl. Instr. Methods **32**, 352 (1965).

2.135 MOTT, W. E., and R. B. SUTTON: Scintillation and Čerenkov Counters. In: Handbuch der Physik (ed. S. FLÜGGE), Vol. LXV, p. 86. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1958.

2.136 MURRAY, R. B.: Scintillation Counters. In: Nuclear Instruments and their Uses (ed. A. H. SNELL), Vol. 1, p. 82. New York: John Wiley & Sons 1962.

2.137 SCHRAM, E.: Organic Scintillation Detectors. Amsterdam: Elsevier Publ. Comp. 1963.

2.138 NEILER, J. H., and P. R. BELL: The Scintillation Method. In: Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy (ed. K. [illegible]),

p. 245. Amsterdam 1965.

2.139 BIRKS, J. B.: The Theory and Practice of Scintillation Counting. Oxford: Pergamon Press 1964.

2.140 GWIN, R., and R. B. MURRAY: Phys. Rev. 131, 508 (1963).

2.141 HREHUSS, G.: Nucl. Instr. Methods 8, 344 (1960).

2.142 KOWALSKI, E., R. ANLIKER, and K. SCHMID: Int. J. Appl. Rad. Isotopes 18, 307 (1967).

2.143 BALDINGER, E., and W. FRANZEN: Amplitude and Time Measurement in Nuclear Physics. In: Advances in Electronics and Electron Physics (ed. L. MARTON) 8, 255 (1956).

2.144 GOL'DANSKIJ, V. I., A. V. KUCENKO, and M. I. PODGORECKIJ: Statistika otstschetov pri registracii jadernych tschastic. Moscow 1959.

2.145 LEWIS, I. A. D., and F. H. WELLS: Millimicrosecond Pulse Techniques. London: Pergamon Press 1959.

2.146 TANASESCU, T.: IRE Trans. Nucl. Sci. NS-7/2—3, 39 (1960).

2.147 PFEFFER, G., H. LAMI, G. LAUSTRIAT, and A. COCHE: Nucl. Instr. Methods 23, 74 (1963).

2.148 BONITZ, M., W. MEILING, and F. STARY: Nucl. Instr. Methods 29, 309 (1964).

2.149 D'ALESSIO, J. T., P. K. LUDWIG, and M. BURTON: Rev. Sci. Instr. 35, 1015 (1964).

2.150 — — IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-12/1, 351 (1965).

2.151 KUCKUCK, R. W., and J. CHONG LEE: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-12/1, 356 (1965).

2.152 DEMARIA, A. J., D. A. STETSER, and H. HEYMAN: Appl. Phys. Letters 8, 174 (1966).

2.153 DIDOMENICO, JR., M., J. E. GEUSIC, H. M. MARCOS, and R. G. SMITH: Appl. Phys. Letters 8, 180 (1966).

2.154 CROWELL, M. H.: IEEE J. Quant. Electr. QE-1/1, 12 (1965).

2.155 WEBER, H. P., E. MATHIEU, and K. P. MEYER: J. Appl. Phys. 37, 3584 (1966).

2.156 FRANKEN, P. A., and J. F. WARD: Rev. Mod. Phys. 35, 23(1963).

2.157 NEWTON, T. D.: Phys. Rev. 78, 490 (1950).

2.158 BAY, Z.: Phys. Rev. 77, 419 (1950).

2.159 —, R. R. MEIJER, and G. PAPP: Phys. Rev. **82**, 754 (1951).

2.160 SJÖLIN, P. G.: Nucl. Instr. Methods **37**, 45 (1965).

2.161 MCGUIRE, R. L., E. C. YATES, D. G. CRANDALL, and C. R. HATCHER: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-**12**/1, 24 (1965).

2.162 YATES, E. C., and D. G. CRANDALL: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-**13**/3, 153 (1966).

2.163 Philips Photomultiplier Tubes, Philips Bulletin 23/007/D/E-3-'63.

2.164 BREITENBERGER, E.: Scintillation Spectrometer Statistics. Progr. Nucl. Phys. (ed. O. R. FRISCH) **4**, 56 (1955). London: Pergamon Press.

2.165 BAICKER, J. A.: IRE Trans. Nucl. Sci. NS-**7**/2—3, 74 (1960).

2.166 ST. JOHN, R. M.: Rev. Sci. Instr. **32**, 370 (1961).

2.167 HARMAN, G. G.: Rev. Sci. Instr. **30**, 743 (1959).

2.168 FRANKLIN, A. R., W. W. HOLLOWAY JR., and D. H. MCMAHON: Rev. Sci. Instr. **36**, 232 (1965).

2.169 MORTON, G. A., and K. W. ROBINSON: Nucleonics **4**/2, 25 (1949).

2.170 PACKARD, L. E.: Instrumentation for Internal Sample Liquid Scintillation Counting. In: Liquid Scintillation Counting (ed. C. G. BELL, F. N. HAYES), Vol. 50. Oxford: Pergamon Press 1958.

2.171 NISHIWAKI, Y., H. KAWAI, Y. OSHIMA, and M. KOYAMA: Japan. J. Appl. Phys. 1/4, 237 (1962).

2.172 SWANK, R. K.: Limits of Sensitivity of Liquid Scintillation Counters. In: Liquid Scintillation Counting (ed. C. G. BELL, F. N. HAYES), Vol. 23. Oxford: Pergamon Press 1958.

2.173 FORTE, M., and A. ANZANI: Metrology of Radionuclides. IAEA Wien, 269 (1960).

2.174 LANDIS, D., and F. S. GOULDING: NAS-NRC Publ. **1184**, 143 (1964).

2.175 —— Nucl. Instr. Methods **33**, 303 (1965).

2.176 DAMERELL, C. J. S.: Nucl. Instr. Methods **15**, 171 (1962).

2.177 BIRK, M., Q. A. KERNS, and R. F. TUSTING: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-**11**, 129 (1964).

2.178 KRALL, H. R.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-**12**/1, 39 (1965).

2.179 Discussion contribution by D. A. MACK. NAS-NRC Publ. **1184**, 88 (1964).

2.180 FARINELLI, U., and R. MALVANO: Rev. Sci. Instr. 29, 699 (1958).

2.181 ROOSE, U. J.: Nucl. Instr. Methods 36, 333 (1965).

2.182 GÖRLICH, P., H. J. POHL, S. V. MUCHIN, and J. N. SEMENYUSCHKIN: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13/3, 112 (1966).

2.183 MUCHIN, S. V., H. J. POHL, S. V. RICHNIZKY, J. N. SEMENYUSCHKIN, and J. FOLTIN: Nucl. Instr. Methods 33, 339 (1965).

2.184 JOVANOVIC, D. T., B. M. STOJANOVIC, and R. P. ILIC: Nucl. Instr. Methods 22, 113 (1963).

2.185 IZUMI, J., and M. KOKUBU: Nucl. Instr. Methods 28, 349 (1964).

2.186 SHEEN, E. M., and C. A. RATCLIFFE: Nucl. Instr. Methods 31, 339 (1964).

2.187 FREVERT, L., and W. D. KREISEL: Nucl. Instr. Methods 34, 69 (1965).

2.188 WAGNER, S. W.: Stromversorgung elektronischer Schaltungen und Geräte. Hamburg: R. v. Decker's Verlag 1964.

2.189 PAGANO, R., C. J. S. DAMERELL, and R. D. CHERRY: Rev. Sci. Instr. 33, 955 (1962).

2.190 WALTON, P. W.: Rev. Sci. Instr. 35, 518 (1964).

2.191 BELLETTINI, G., C. BEMPORAD, C. CERRI, and L. FOÀ: Nucl. Instr. Methods 21, 106 (1963).

2.192 — — — — Nucl. Instr. Methods 27, 38 (1964).

2.193 GIBSON, W. A.: Rev. Sci. Instr. 37, 631 (1966).

2.194 DAVIS, H. F., and H. A. SPORE: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-12/4, 245 (1965).

2.195 NESS, S., and R. J. SMITH-SAVILLE: Nucl. Instr. Methods 40, 175 (1966).

2.196 BARNA, A.: Nucl. Instr. Methods 24, 247 (1963).

2.197 MURRAY, R. B., and J. J. MANNING: IRE Trans. Nucl. Sci. NS-7/2—3, 80 (1960).

2.198 CAMERON, J. F., C. G. CLAYTON, and R. A. SPACKMAN: Nucl. Electronics IAEA 1, 95 (1962).

2.199 RHODE, R. E.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-12/1, 16 (1965).

2.200 JUNG, H., PH. PANUSSI, and J. JÄNECKE: Nucl. Instr. Methods 9, 121 (1960).

2.201 CHÉRY, R.: J. Phys. Radium 21, 679 (1960).

2.202 Michaelis, W., H. Schmidt, and C. Weitkamp: Nucl. Instr. Methods **21**, 65 (1963).

2.203 Schneider, H., and C. Weingardt: Nucl. Instr. Methods **40**, 305 (1966).

2.204 Covell, D. F.: Nucl. Instr. Methods **36**, 229 (1965).

2.205 de Waard, H.: Nucleonics **13**/7, 36 (1955).

2.206 Hahn, S., and D. Kamke: Nucl. Instr. Methods **8**, 331 (1960).

2.207 Scherbatskoy, S. A.: Rev. Sci. Instr. **32**, 599 (1961).

2.208 Valckx, F. P. G.: Nucl. Instr. Methods **10**, 234 (1961).

2.209 Rijks, H. J.: Nucl. Instr. Methods **14**, 76 (1961).

2.210 Marlow, K. W.: Nucl. Instr. Methods **15**, 188 (1962).

2.211 Demuynck, J. L., and O. J. Segaert: Nucl. Instr. Methods **16**, 358 (1962).

2.212 Dixon, J.: Nucl. Instr. Methods **25**,26 (1963).

2.213 Dudley, R. A., and R. Scarpatetti: Nucl. Instr. Methods **25**, 297 (1964).

2.214 Ageno, M., and C. Felici: Rev. Sci. Instr. **34**, 997 (1963).

2.215 Stenman, F.: Nucl. Instr. Methods **29**, 107 (1964).

2.216 Patwardhan, P. K.: Nucl. Instr. Methods **31**, 169 (1964).

2.217 Black, J. L., and E. Valentine: Nucl. Instr. Methods **31**, 325 (1964).

2.218 Kerns, Q. A., and R. F. Tusting: NAS-NRC Publ. 1184, 220 (1964).

2.219 Hinrichsen, P. F.: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-11**/3, 420 (1964).

2.220 Comunetti, A.: Nucl. Instr. Methods **37**, 125 (1965).

2.221 Borbas, R., D. J. Doyle, J. H. Aitken, and L. Jones: Nucl. Instr. Methods **37**, 183 (1965).

2.222 Williams, D., G. F. Snelling, and J. Pickup: Nucl. Instr. Methods **39**, 141 (1966).

2.223 Pakkanen, A., and F. Stenman: Nucl. Instr. Methods **44**, 321 (1966).

2.224 Tamm, U.: Nucl. Instr. Methods **40**, 355 (1966).

2.225 Brimhall, J. E., and L. A. Page: Nucl. Instr. Methods **35**, 328 (1965).

2.226 Moyer, B. J.: A Survey of Čerenkov Counter Techniques. In:

Nuclear Instruments and their Uses (ed. A. H. SNELL), p. 166. New York 1962.

2.227 BIRK, M., Q. A. KERNS, and R. F. TUSTING: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-11/3, 129 (1964).

2.228 BOLLINGER, L. M., and G. E. THOMAS: Rev. Sci. Instr. 32, 1044 (1961).

2.229 RÖDEL, W.: Nucl. Instr. Methods 41, 169 (1966).

2.230 MOON, L. L.: Nucl. Instr. Methods 48, 162 (1967).

2.231 CARVER, J. H., and P. MITCHELL: Nucl. Instr. Methods 52, 130 (1967).

2.232 CHARLES, M. W., and B. A. COOKE: Nucl. Instr. Methods 61, 31 (1968).

2.233 BENNETT, E. F.: Nucl. Instr. Methods 48, 170 (1967).

2.234 GLÄSER, M.: Nucl. Instr. Methods 61, 217 (1968).

2.235 KLEIN, C. A.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15/3, 214 (1968).

2.236 BALLAND, J. C., J. PIGUERET, and J. J. SAMUELI: Nucl. Instr. Methods 52, 351 (1967).

2.237 MOSZYŃSKI, M., W. KUBCEWICZ, and W. PRZYBORSKI: Nucl. Instr. Methods 61, 173 (1968).

2.238 —, and W. PRZYBORSKI: Nucl. Instr. Methods 64, 244 (1968).

2.239 LIBS, G., G. DE ROSNY: Nucl. Instr. Methods 44, 39 (1966).

2.240 GOLDSWORTHY, W. W.: Nucl. Instr. Methods 52, 343 (1967).

2.241 ELAD, E., and M. NAKAMURA: Nucl. Instr. Methods 42, 315 (1966).

2.242 PINASCO, S. F.: Nucl. Instr. Methods 46, 355 (1967).

2.243 HARRIS, JR., R. J., and W. B. SHULER: Nucl. Instr. Methods 51, 341 (1967).

2.244 FERRARI, A. M. R.: Nucl. Instr. Methods 52, 179 (1967).

2.245 ELAD, E., and M. NAKAMURA: Nucl. Instr. Methods 54, 308 (1967).

2.246 — — IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15/1, 283 (1968).

2.247 — — IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15/3, 477 (1968).

2.248 GOLDSWORTHY, W. W.: Nucl. Instr. Methods 54, 301 (1967).

2.249 WILCOX, G. E.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-14/1, 460 (1967).

2.250 CHEVALIER, P.: Nucl. Instr. Methods 50, 346 (1967).

2.251 TAWARA, H.: Nucl. Instr. Methods 42, 318 (1966).

2.252 FRANKE, H. G., and H. SCHMEING: Nucl. Instr. Methods 52, 171

(1967).

2.253 Johnson, J., and D. Porat: Rev. Sci. Instr. **38**, 1796 (1967).

2.254 Mathé, Gy.: Nucl. Instr. Methods **63**, 117 (1968).

2.255 Eberhardt, E. H.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-14/2, 7 (1967).

2.256 Lodge, J. A., P. Muff, R. B. Owen, and D. Smout: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15/1, 491 (1968).

2.257 Krehbiel, H.: Nucl. Instr. Methods **54**, 302 (1967).

2.258 Weitkamp, C., G. G. Slaughter, W. Michaelis, and H. Schmidt: Nucl. Instr. Methods **61**, 122 (1968).

2.259 Bacci, C., V. Bidoli, and R. Baldini-Celio: Nucl. Instr. Methods **57**, 100 (1967).

3.001 Kovarik, A. F.: Phys. Rev. **13**, 153 (1919).

3.002 Greinacher, H.: Z. f. Physik **23**, 361 (1924).

3.003 — Z. f. Physik **36**, 364 (1926).

3.004 Wynn-Walliams, C. E., and F. A. B. Ward: Proc. Roy. Soc. London A **131**, 391 (1931).

3.005 Fairstein, E., and J. Hahn: Part I., Nucleonics **23**/7, 56 (1965).

3.006 — — Part II. Nucleonics **23**/9, 81 (1965).

3.007 — — Part III. Nucleonics **23**/11, 50 (1965).

3.008 — — Part IV. Nucleonics **24**/1, 54 (1966).

3.009 — — Part V. and Appendix. Nucleonics **24**/3, 68 (1966).

3.010 Shea, R. F.: Transistortechnik (German translation, 2nd edition). Stuttgart 1962.

3.011 — Amplifier Handbook. New York: McGraw-Hill 1966.

3.012 Littauer. R.: Pulse Electronics. New York: McGraw-Hill 1965.

3.013 Fränz, K., and H. Paucksch: Nucl. Instr. Methods **27**, 125 (1964).

3.014 Thomason, J. G.: Linear Feedback Analysis. London: Pergamon Press 1955.

3.015 Arbel, A. F.: Nucl. Instr. Methods **32**, 341 (1965).

3.016 —, and J. Bar-David: Nucl. Instr. Methods **7**, 153 (1960); **9**, 244 (1960).

3.017 Kuhlenkamp, A.: Der Regler. Stuttgart: DVA 1963.

3.018 Fairstein, E.: Rev. Sci. Instr. **25**, 1134 (1954).

3.019 Schlegel, H. R., u. A. Nowak: Impulstechnik, p. 237 ff. Prien/Chiemsee: C. F. Winter'sche Verlagsbuchhandlung 1961.

3.020 MADELUNG, E.: Die mathematischen Hilfsmittel des Physikers, 7th ed. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1964.

3.021 FAIRSTEIN, E.: Rev. Sci. Instr. **27**, 483 (1956).

3.022 — Electrometers and Amplifiers. In: Nuclear Instruments and their Uses (ed. A. H. SNELL), p. 194. New York: John Wiley & Sons 1962.

3.023 STODDARD, H. F.: NAS-NRC Publ. **467**, 26 (1957).

3.024 CHASE, R. L., and V. SVELTO: IRE Trans. Nucl. Sci. NS-8/3, 45 (1961).

3.025 HAHN, J., and V. GUIRAGOSSIAN: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-10/3, 44 (1963).

3.026 FAIRSTEIN, E.: Rev. Sci. Instr. **27**, 475 (1956).

3.027 — NAS-NRC Publ. **467**, 23 (1957).

3.028 NOWLIN, C. H., and J. L. BLANKENSHIP: Rev. Sci Instr. **36**, 1830 (1965).

3.029 — — to be published!

3.030 BLANKENSHIP, J. L., and C. H. NOWLIN: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13/3, 495 (1966).

3.031 COTTINI, C., E. GATTI, and E. ZAGLI: Energia Nucleare **6**, 588 (1959).

3.032 GOULDING, F. S., R. W. NICHOLSON, and J. B. WAUGH: Nucl. Instr. Methods **8**, 272 (1960).

3.033 PATRONIS, E. T.: Nucl. Instr. Methods **22**, 83 (1963).

3.034 BLALOCK, T. V.: Rev. Sci. Instr. **36**, 1448 (1965).

3.035 GOLDSWORTHY, W. W.: Rev. Sci. Instr. **36**, 1643 (1965).

3.036 DEN HARTOG, H., and F. A. MULLER: Physica **13**, 571 (1947).

3.037 WILSON, R.: Phil. Mag. **41**, 66 (1950).

3.038 NOWLIN, C. H., J. L. BLANKENSHIP, and T. V. BLALOCK: Rev. Sci. Instr. **36**, 1063 (1965).

3.039 GILLESPIE, A. B.: Signal, Noise and Resolution in Nuclear Counter Amplifiers. London: Pergamon Press 1953.

3.040 BLANKENSHIP, J. L.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-11/3, 373 (1964).

3.041 FAIRSTEIN, E.: IRE Trans. Nucl. Sci. NS-8/1, 129 (1961).

3.042 CHASE, R. L.: Nuclear Pulse Spectrometry. New York: McGraw-Hill 1961.

3.043 ARBEL, A. F.: NAS-NRC Publ. 1184, 79 (1964).

3.044 CAMPBELL, N. R., and V. J. FRANCIS: J. Instr. Elec. Eng. (London) 3, 93, 45 (1946).

3.045 DE LOTTO, I., and D. DOTTI: Nucl. Instr. Methods 39, 281 (1965).

3.046 SOUČEK, B.: Nucl. Instr. Methods 28, 306 (1964).

3.047 — Rev. Sci. Instr. 36, 1582 (1965).

3.048 DE LOTTO, I., D. DOTTI, and D. MARIOTTI: Nucl. Instr. Methods 40, 169 (1966).

3.049 ROZEN, S.: Nucl. Instr. Methods 11, 316 (1961).

3.050 SCHWARZSCHILD, A.: Nucl. Instr. Methods 21, 1 (1963).

3.051 WEISBERG, H.: Nucl. Instr. Methods 32, 138 (1965).

3.052 GUPTA, S. K., K. V. K. IYENGAR, and P. J. BHALERAO: Nucl. Instr. Methods 44, 123 (1966).

3.053 MONIER, L. F., and G. E. TRIPARD: Rev. Sci. Instr. 37, 316 (1966).

3.054 CHASE, R. L., W. A. HIGINBOTHAM: Rev. Sci. Instr. 23, 34 (1952).

3.055 COLLINGE, B., C. WEST, and G. H. LLOYD: Nucl. Instr. Methods 35, 313 (1965).

3.056 LARSEN, R. N.: Nucl. Instr. Methods 32, 147 (1965).

3.057 LASCARIS, C., and L. PAPADOPOULOS: Nucl. Instr. Methods 31, 250 (1964).

3.058 GOLDSWORTHY, W. W.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-10/1, 61 (1963).

3.059 GOULDING, F. S., and D. LANDIS: NAS-NRC Publ. 1184, 124 (1964).

3.060 MARLOW, K. W.: Nucl. Instr. Methods 15, 188 (1962).

3.061 PAKKANEN, A., and F. STENMAN: Nucl. Instr. Methods 44, 321 (1966).

3.062 ARQUE-ALMARAZ, H.: Nucl. Instr. Methods 32, 283 (1965).

3.063 PATWARDHAN, P. K.: Nucl. Instr. Methods 31, 169 (1964).

3.064 STRAUSS, M. G., and R. BRENNER: Rev. Sci. Instr. 36, 1857 (1965).

3.065 SIKORSKY, E.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-10/1, 42 (1963).

3.066 SHOCKLEY, W.: Electrons and Holes in Semiconductors. New York: Van Nostrand 1950/1956.

3.067 HIRAMOTO, T.: Nucl. Instr. Methods 32, 141 (1965).

3.068 KAISER, R. C.: NAS-NRC Publ. 1184, 140 (1964).

3.069 KAHN, H. L.: Rev. Sci. Instr. 33, 235 (1962); 35, 135 (1964).

3.070 SAH, C. T.: IRE Trans. Electron Devices ED-9, 94 (1962).

3.071 GIANNELLI, G., and L. STANCHI: Nucl. Instr. Methods **8**, 79 (1960).

3.072 PATERSON, W. L.: Rev. Sci. Instr. **34**, 1311 (1963).

3.073 COOKE-YARBOROUGH, E. H.: NAS-NRC Publ. **1184**, 136 (1964).

3.074 LUNSFORD, J. S.: Rev. Sci. Instr. **36**, 461 (1965).

3.075 WÅHLIN, L.: Nucl. Instr. Methods **14**, 281 (1961).

3.076 VINCENT, C. H., and D. KAINE: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-9**/3, 327 (1962).

3.077 GOLDSWORTHY, W. W.: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-12**/1, 336 (1965).

3.078 AITKEN, J. H.: Nucl. Instr. Methods **14**, 343 (1961).

3.079 GRIFFITHS, R. J., K. M. KNIGHT, C. J. CANDY, and A. J. COLE: Nucl. Instr. Methods **15**, 309 (1962).

3.080 BAYER, R.: Nuclear Electronics, IAEA **2**, 337 (1962).

3.081 TSUKUDA, M.: Nucl. Instr. Methods **25**, 265 (1963).

3.082 KUHLMANN, W. R., and B. SCHIMMER: Nucl. Instr. Methods **40**, 113 (1966).

3.083 KONRAD, M.: Nuclear Electronics. IAEA **2**, 405 (1962).

3.084 MILLER, G. L., and V. RADEKA: NAS-NCR Publ. **1184**, 104 (1964).

3.085 GRUNBERG, J., V. SOLD, and V. GALIL: Nucl. Instr. Methods **34**, 311 (1965) .

3.086 GERE, E. A., and G. L. MILLER: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-11**/3, 382 (1964).

3.087 GRÜTER, H.: Nucl. Instr. Methods **33**, 159 (1965).

3.088 BRISCOE, W. L.: Rev. Sci. Instr. **29**, 401 (1958).

3.089 COFFEY, W. L.: Rev. Sci. Instr. **36**, 1580 (1965).

3.090 HORN, L. S., and B. I. KHASANOV: Nucl. Instr. Methods **40**, 267 (1966).

3.091 EMMER, T. L.: IRE Trans. Nucl. Sci. **NS-9**/3, 305 (1962).

3.092 KANDIAH, K.: NAS-NRC Publ. **1184**, 119 (1964).

3.093 FABRI, G., E. GATTI, and V. SVELTO: Nucl. Instr. Methods **15**, 237 (1962).

3.094 BERTOLACCINI, M., C. BUSSOLATI, and S. COVA: Nucl. Instr. Methods **32**, 31 (1965).

3.095 MILLMAN, J., and H. TAUB: Pulse and Digital Circuits. New York: McGraw Hill 1956.

3.096 GOULDING, F. S.: NAS-NRC Publ. **1184**, 121 (1964).

3.097 BARNA, A., and J. H. MARSHALL: Rev. Sci. Instr. **35**, 881 (1964).

3.098 FELDMAN, M.: Rev. Sci. Instr. **36**, 241 (1965).

3.099 HILLMAN, J., and T. H. PUCKETT: Proc. IRE **43**, 27 (1955).

3.100 COLI, M., and S. LUPINI: Nucl. Instr. Methods **34**, 235 (1965).

3.101 KELLER, K. B.: Rev. Sci. Instr. **35**, 1360 (1964).

3.102 CHAGNON, P. R.: Rev. Sci. Instr. **32**, 68 (1961).

3.103 GINGELL, C. E. L.: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-10**/3, 32 (1963).

3.104 CHAPLIN, G. B. B., and A. J. COLE: Nucl. Instr. Methods **7**, 45 (1960).

3.105 VALCKX, F. P. G., and A. DYMANUS: Nucl. Instr. Methods **7**, 197 (1960).

3.106 SASAKI, A., and M. TSUKUDA: Nucl. Instr. Methods **33**, 252(1965).

3.107 LIU, F. F., and F. J. LOEFFLER: Nucl. Instr. Methods **12**, 124 (1961).

3.108 SEILER, K.: Physik und Technik der Halbleiter. Stuttgart: WVG 1964.

3.109 KO, W. H.: IRE Trans. Electron Devices **ED-8**/2, 123 (1961).

3.110 KELLY, G.: Nucleonics **10**/4, 34 (1952).

3.111 MEYER, M. A.: Nucl. Instr. Methods **1**, 62 (1957).

3.112 SARAZIN, A.: Nucl. Instr. Methods **8**, 70 (1960).

3.113 CUMMIUS, W. F., and D. R. BRANUM: Rev. Sci. Instr. **31**, 1247 (1960).

3.114 WEDDIGEN, C., and E. L. HAASE: Nucl. Instr. Methods **33**, 157 (1965).

3.115 CHAIB, J. F.: Electronics **24**/6, 129 (1951).

3.116 GERSHO, A.: Proc. IEEE **54**, 1574 (1966).

3.117 ESPLEY, D. S.: J. IEE **93**, 314 (1946).

3.118 GINZTON, E. L., W. R. HEWLETT, J. H. JASBERG, and J. D. NOE: Proc. IRE **36**, 956 (1948).

3.119 HOSTON, W. H., J. H. JASBERG, and J. D. NOE: Proc. IRE **38**, 748 (1950).

3.120 YU, Y. P., H. E. KALLMAN, and P. S. CHRISTALDI: Electronics **24**/7, 106 (1951).

3.121 PERCIVAL, W. S.: J. Televis. Soc. **7**, 445 (1955).

3.122 BÉNÉTEAU, P. J., and L. BLASER: A 175 Mc Distributed Amplifier

Using Silicon Mesa Transistors. Fairchild Application Data APP-14/2.

3.123 SALOW, H., H. BENEKING, H. KRÖMER, u. W. v. MÜNCH: Der Transistor. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1963.

3.124 ELMORE, W. C.: J. Appl. Phys. **19**, 55 (1948).

3.125 WILLIAMS, C. W., and J. H. NEILER: IRE Trans. Nucl. Sci. NS-**9**/5, 1 (1962).

3.126 ALBERIGI-QUARANTA, A., and M. MARTINI: Nucl. Instr. Methods **25**, 125 (1963).

3.127 LIUVILL, J. G., et G. DANON: Electronique Nucléaire, p. 829. Paris: SFER 1963.

3.128 RUSH, CH. J.: Rev. Sci. Instr. **35**, 149 (1964).

3.129 BALDINGER, E., and A. SIMMEN: ZAMP **15**, 71 (1964).

3.130 REDDI, V. G. K.: Transistor Pulse Amplifiers. Fairchild Application Data APP-32/2.

3.131 COLI, M., S. LUPINI, V. SILVESTRINI, and G. PENSO: Nucl. Instr. Methods **33**, 298 (1965).

3.132 LUNSFORD, J. S.: Rev. Sci. Instr. **35**, 1483 (1964).

3.133 VERWEIJ, H.: Nucl. Instr. Methods **20**, 323 (1963).

3.134 — Nucl. Instr. Methods **24**, 39 (1963).

3.135 ALBERIGI-QUARANTA, A., and M. MARTINI: NAS-NRC Publ. **1184**, 89 (1964).

3.136 — Nucl. Instr. Methods **23**, 169 (1963).

3.137 EPSTEIN, R. J.: Nucl. Instr. Methods **24**, 333 (1963).

3.138 LAVAILLE, A.: Electronique Nucléaire, p. 761. Paris: SFER 1963.

3.139 SCHAPPER, M. A.: Nucl. Instr. Methods **27**, 172 (1964).

3.140 JACKSON, H. G.: Nucl. Instr. Methods **33**, 161 (1965).

3.141 AGENO, M., and C. FELICI: Nucl. Instr. Methods **16**, 59 (1962).

3.142 DUBROVSKIJ, I. A.: Exptl. Instr. Tech. (UdSSR, 1966) 2/5-12 "Wideband and Pulse Transistorized Amplifiers for the Nanosecond Range" (Review).

3.143 KANDIAH, K.: Nuclear Electronics IAEA **2**, 11 (1962).

3.144 FRÄNZ, K.: Nucl. Instr. Methods **47**, 217 (1967).

3.145 STRAUSS, M. G., I. S. SHERMAN, R. BRENNER, S. J. RUDNICK, R. N. LARSEN, and H. M. MANN: Rev. Sci. Instr. **38**, 725 (1967).

3.146 Ferrari, A. M. R., and E. Fairstein: Nucl. Instr. Methods **63**, 218 (1968).

3.147 Gorni, S.: Nucl. Instr. Methods **47**, 74 (1967).

3.148 Radeka, V.: Rev. Sci. Instr. **38**, 1397 (1967).

3.149 Bertolaccini, M., C. Bussolati, and E. Gatti: Nucl. Instr. Methods **42**, 286 (1966).

3.150 Nygaard, K.: Nucl. Instr. Methods **54**, 98 (1967).

3.151 Pinasco, S. F.: Nucl. Instr. Methods **47**, 71 (1967).

3.152 Bertolaccini, M., C. Bussolati, and E. Gatti: Nucl. Instr. Methods **41**, 173 (1966).

3.153 Konrad, M.: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-15/1**, 268 (1968).

3.154 Bertolaccini, M., C. Bussolati, S. Cova, I. de Lotto, and E. Gatti: Nucl. Instr. Methods **61**, 84 (1968).

3.155 —————Nucl. Instr. Methods **62**, 221 (1968).

3.156 Goldsworthy, W.: Nucl. Instr. Methods **62**, 93 (1968).

3.157 Weise, K., Nucl. Instr. Methods **61**, 241 (1968).

3.158 Schuster, H.-J.: Nucl. Instr. Methods **63**, 342 (1968).

3.159 Radeka, V., and N. Karlovac: Nucl. Instr. Methods **52**, 86(1967).

3.160 —IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-15/3**, 455 (1968).

3.161 de Wit, P., and A. C. Wolff: Nucl. Instr. Methods **61**, 237(1968).

3.162 White, G.: Nucl. Instr. Methods **45**, 270 (1966).

3.163 Goldsworthy, W.: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-14/1**, 70 (1967).

3.164 Connelly, J. A., and J. F. Pierce: Nucl. Instr. Methods **64**, 7 (1968).

3.165 Amsel, G., R. Bosshard, and C. Zajde: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-14/1**, 1 (1967).

3.166 Fuschini, E., C. Maroni, and P. Veronesi: Nucl. Instr. Methods **41**, 153 (1966).

3.167 Gracovetsky, S., and J.-F. Loude: Nucl. Instr. Methods **63**, 349 (1968).

3.168 Moszyński, M., J. Jastrzebski, and B. Bengston: Nucl. Instr. Methods **47**, 61 (1967).

3.169 Williams, C. W.: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-15/1**, 297 (1968).

3.170 Remigolsky, B., and L. Tepper: Nucl. Instr. Methods **53**, 29 (1967).

3.171 Byrd, J. S.: Nucl. Instr. Methods **48**, 296 (1967).

3.172 Turos, A., and A. Ziemiński: Nucl. Instr. Methods **44**, 119(1966).

3.173 Fisher, P. S., and D. K. Scott: Nucl. Instr. Methods **49**, 301 (1967).

3.174 Chaminade, R., J. C. Faivre, and J. Pain: Nucl. Instr. Methods **49**, 217 (1967).

3.175 Manfredi, P. F., P. Maranesi, and A. Rimini: Rev. Sci. Instr. **38**, 1253 (1967).

3.176 Mills, A. P.: Nucl. Instr. Methods **50**, 132 (1967).

3.177 Visentin, R.: Nucl. Instr. Methods **64**, 21 (1968).

3.178 Smith, B.: Nucl. Instr. Methods **55**, 138 (1967).

3.179 Schuster, H. J.: Nucl. Instr. Methods **58**, 179 (1968).

3.180 Goyot, M., J. Piguerey, J. Remillieux, J.-J. Samueli, and A. Sarazin: Nucl. Instr. Methods **53**, 87 (1967).

3.181 Looten, A., E. Baldinger, and A. Simmen: Nucl. Instr. Methods **53**, 128 (1967).

3.182 Owens, A.R., and G. White: Nucl. Instr. Methods **49**, 291 (1967).

3.183 Manfredi, P. F., and A. Rimini: Nucl. Instr. Methods **49**, 71 (1967).

3.184 Nybakken, T. W.: Nucl. Instr. Methods **53**, 331 (1967).

3.185 Tojo, A.: Nucl. Instr. Methods **50**, 45 (1967).

3.186 Millard, J. K.: Rev. Sci. Instr. **38**, 169 (1967).

3.187 Goyot, M., J.-J. Samueli, and A. Sarazin: Nucl. Instr. Methods **46**, 149 (1967).

4.001 Littauer, R.: Pulse Electronics. New York: McGraw-Hill 1965.

4.002 Schmitt, O. H.: J. Sci. Instr. **15**, 24 (1938).

4.003 Millman, J., and H. Taub: Pulse and Digital Circuits. New York: McGraw-Hill 1956.

4.004 Robinson, L. B.: Rev. Sci. Instr. **32**, 1057 (1961).

4.005 Goulding, F. S.: NAS-NRC Publ. **1184**, 121 (1964).

4.006 —, and R. A. McNaught: Nucl. Instr. Methods **8**, 282 (1960).

4.007 Chase, R. L.: Nuclear Pulse Spectrometry. New York: McGraw-Hill 1961.

4.008 Verweij, H.: Nucl. Instr. Methods **10**, 308 (1961).

4.009 Lecomte, J. L., and R. Allemand: Nuclear Electronics, IAEA **2**,

399 (1962).

4.010 KANDIAH, K.: Nuclear Electronics, IAEA **2**, 239 (1962).

4.011 LARSEN, R. N.: Nucl. Instr. Methods **32**, 147 (1965).

4.012 KANDIAH, K.: Proc. IEE, II **101**, 239 (1954).

4.013 BARABASCHI, S., C. COTTINI, et E. GATTI: Nuovo Cimento, Ser. 10, **2**. 1042 (1955).

4.014 BINARD, L., and E. GOMSKI: Nuclear Electronics, IAEA **3**, 167 (1962).

4.015 GIANNELLI, G., and L. STANCHI: Nucl. Instr. Methods **8**, 79(1960); **9**, 244 (1960).

4.016 STRAUSS, M. G., and R. BRENNER: Rev. Sci. Instr. **36**, 1857(1965).

4.017 VAN RENNES, A. B.: Nucleonics **10**/7, 20 (1952); **10**/8, 22 (1952); **10**/9, 32 (1952); **10**/10, 50 (1952).

4.018 SOLD, U., and S. BROJDO: Nucl. Instr. Methods **26**, 147 (1964).

4.019 POLLY, P.: Nucl. Instr. Methods **16**, 214 (1962).

4.020 BRAFMAN, H.: Nucl. Instr. Methods **32**, 321 (1965).

4.021 AUDRIEUX, H., J. GUITTON, and L. HUGOLIN: Nuclear Electronics, IAEA **2**, 329 (1962).

4.022 WELTER, L. M.: Rev. Sci. Instr. **36**, 487 (1965).

4.023 GATTI, E., e F. PIVA: Nuovo Cimento, Ser. 9, **10**, 984 (1953).

4.024 — Nuovo Cimento, Ser. 9, **11**, 153 (1954).

4.025 COLOMBO, S., C. COTTINI, e E. GATTI: Nuovo Cimento, Ser. 10, **5**, 748 (1957).

4.026 MORI, G. M.: Nucl. Instr Methods **27**, 348 (1964).

4.027 MOODY, N. F., W. J. BATTELL, and W. D. HOWELL: Rev. Sci. Instr. **22**ᶜ 551 (1959).

4.028 BRANDT, B., and U. CAPPELLER: Nuclear Electronics, IAEA **2**, 167 (1962).

4.029 BONITZ, M., and J. BERLOWITSCH: Nucl. Instr. Methods **4**, 133 (1959).

4.030 WEINZIERL, P.: Rev. Sci. Instr. **27**, 226 (1956).

4.031 JOHANSSON, B.: Nucl. Instr. Methods **1**, 274 (1957).

4.032 FAIRSTEIN, E.: A Pulse Crossover Pickoff Gate for Use with a Medium Speed Coincidence Circuit, ORNL Instrument and Controls Div. Ame. Report (1. July 1957).

4.033 GRUHLE, W.: Nucl. Instr. Methods **4**, 112 (1959).

4.034 CHASE, R. L.: Rev. Sci. Instr. **31**, 945 (1960).

4.035 GATTI, E., F. VAGHI, and E. ZAGLIO: Nuclear Electronics, IAEA **3**, 105 (1962).

4.036 EMMER, T. L.: The use of time discrimination in pulse height analysis. NAS-NRC Publ. **1184**, 112 (1964).

4.037 STRAUSS, M. G.: Rev. Sci. Instr. **34**, 1248 (1963).

4.038 BELL, R. E.: Nucl. Instr. Methods **42**, 211 (1966).

4.039 —, and M. H. JØRGENSEN: Canad. J. Phys. **38**, 652 (1960).

4.040 ESAKI, L.: Phys. Rev. **109**, 603 (1958).

4.041 DE BLUST, E., V. MANDL, et I. DE LOTTO: Electronique Nucléaire, p. 785. Paris: SFER 1963.

4.042 LACOUR, J.: Nuclear Electronics, IAEA **3**, 179 (1962).

4.043 WINTER, J.: Nucl. Instr. Methods **28**, 229 (1964).

4.044 VAN ZURK. R.: Nucl. Instr. Methods **16**, 157 (1962).

4.045 BANNER, M., and J. TEIGER: Nucl. Instr. Methods **31**, 205 (1964).

4.046 RIGHINI, B.: Nucl. Instr. Methods **29**, 89 (1964).

4.047 WARD, C. B., and C. M. YORK: Nucl. Instr. Methods **23**, 213 (1963).

4.048 COLI, M.: Nucl. Instr. Methods **39**, 297 (1966).

4.049 PAPADOPOULOS, L.: J. Sci Instr. **43**, 202 (1966).

4.050 HVAM, T., and M. SMEDSDAL: Nucl. Instr. Methods **24**, 55 (1963).

4.051 PANDARESE, F., and F. VILLA: Nucl. Instr. Methods **20**, 319(1963).

4.052 ORMAN,P. R.: Nucl. Instr. Methods **21**, 121 (1963).

4.053 KANDIAH, K.: NAS-NRC Publ. **1184**, 117 (1964).

4.054 ALSTON, W. J., and J. E. DRAPER: Nucl. Instr. Methods **35**, 155 (1965).

4.055 WIEGAND, C.: Nucl. Instr. Methods **20**, 313 (1963).

4.056 GARVEY, J.: Nucl. Instr. Methods **29**, 137 (1964).

4.057 SUSSKIND, A.: Notes on Analog-Digital Conversion Techniques. New York: John Wiley & Sons 1957.

4.058 BORUCKI, L., u. J. DITTMANN: Digitale Messtechnik. Berlin-Heidelberg-New York: Springer 1966.

4.059 WILKINSON, D. H.: Proc. Cambridge Phil. Soc. **46**, 508 (1950).

4.060 FRANK, S. G. F., O. R. FRISCH, and G. G. SCARROTT: Phil. Mag.

42, 603 (1951).

4.061 GUILLON, H., J. Phys. Radium **14**, 128 (1953).

4.062 KANDIAH, K.: Nucl. Instr. Methods **2**, 112 (1958).

4.063 —Nuclear Electronics, IAEA **2**, 11 (1962).

4.064 GUILLON, H.: Nucl. Instr. Methods **43**, 240 (1966).

4.065 MANFREDI, F. F., and A. RIMINI: NAS-NRC Publ. **1184**, 186 (1964).

4.066 SZAVITS, O.: Nucl. Instr. Methods **39**, 293 (1956).

4.067 COOKE-YARBOROUGH, E. H.: NAS-NRC Publ. **1184**, 169 (1964).

4.068 GERE, E. A., and G. L. MILLER: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-13/3**, 508 (1966).

4.069 COMISKEY, G. F., R. A. KARLIN, and R. O. CARLSON: IEEE Trans. **NS-12/1**, 325 (1965).

4.070 EMMER, T. L.: IEEE Trans. **NS-12/1**, 329 (1965).

4.071 ARBEL, A. F.: Nuclear Electronics, IAEA **2**, 3 (1962).

4.072 GOURSKI, V., et H. GOUILLON: Electronique Nucléaire, p. 313. Paris: SFER 1963.

4.073 BONSIGNORI, C., D. MALOSTI, and U. PELLEGRINI: Nucl. Instr. Methods **20**, 362 (1963).

4.074 STRAUSS, M. G.: Rev. Sci. Instr. **34**, 335 (1963).

4.075 KANDIAH, K.: NAS-NRC Publ. **1184**, 177 (1964).

4.076 CATZ, PH., and J. MAJÉROWICZ: Nucl. Instr. Methods **45**, 59 (1966).

4.077 CHASE, R. L.: IRE Trans. Nucl. Sci. **NS-9/3**, 275 (1962).

4.078 STANFORD, G. S.: Nucl. Instr. Methods **34**, 1 (1965).

4.079 DUDLEY, R. A., and R. SCARPATETTI: Nucl. Instr. Methods **25**, 297 (1964).

4.080 CHASE, R. L.: IRE Trans. Nucl. Sci. **NS-9/1**, 119 (1962).

4.081 BYINGTON, P., and C. JOHNSTONE: IRE National Convention Record, Part **10**, 204 (1955).

4.082 ARQUE-ALMARAZ, H.: Nucl. Instr. Methods **38**, 61 (1965).

4.083 COSTRELL, L., and R. E. BRUECKMAN: Nuclear Electronics, IAEA **2**, 29 (1962).

4.084 RUMPHORST, R. F., C. DAUM, and L. A. CH. KOERTS: Nuclear Electronics, IAEA **3**, 195 (1962).

4.085 DRAPER, J. E., and W. J. ALSTON: Rev. Sci. Instr. 30, 805 (1959).

4.086 FRANZ, K., and J. SCHULZ: NAS-NRC Publ. **1184**, 172 (1964).

4.087 LENG, J., and P. K. PATWARDHAN: NAS-NRC Publ. 1184, 180 (1964).
4.088 COTTINI, C., E. GATTI, and V. SVELTO: Nucl. Instr. Methods 24, 241 (1963).
4.089 — — — Electronique Nucléaire, p. 309. Paris: SFER 1963.
4.090 GASSTROM, R. V.: Nuclear Electronics, IAEA 317 (1959).
4.091 MACMAHON, J. P.: Nuclear Electronics, IAEA 291 (1959).
4.092 PIZER, H. I.: Nucl. Instr. Methods 20, 358 (1963).
4.093 ALBERIGI-QUARANTA, A., and B. RIGHINI: Nucl. Instr. Methods 20, 355 (1963).
4.094 OVEN, R. B.: IRE Trans. Nucl. Sci. NS-9/3, 285 (1962).
4.095 AMMERLAAN, C. A. J., R. F. RUMPHORST, and L. A. CH. KOERTS: Nucl. Instr. Methods 22, 189 (1963).
4.096 SCHEER, J. A.: Nucl. Instr. Methods 22, 45 (1963).
4.097 ALEXANDER, T. K., J. D. PEARSON, A. E. LITHERLAND, and C. BRONDE: Phys. Rev. Letters 13, 86 (1964).
4.098 MATHIESON, E., et P. W. SANFORD: Electronique Nucléaire, p. 65. Paris: SFER 1963.
4.099 SAYRES, A., and M. COPPOLA: Rev. Sci. Instr. 35, 431 (1964).
4.100 MENDELL, R. B., and S. A. KORFF: Rev. Sci. Instr. 34, 1356 (1963).
4.101 CRAWFORD, R. L., and A. ERTEZA: Nucl. Instr. Methods 30, 303 (1964).
4.102 DVORAK, R. F., and R. W. FERGUS: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-11/3, 415 (1964).
4.103 LEGG, J. C.: Nucl. Instr. Methods 36, 343 (1965).
4.104 BROOKS, F. D.: Nucl. Instr. Methods 4, 151 (1959).
4.105 SUHAMI, A., and D. OPHIR: Nucl. Instr. Methods 30, 141 (1964).
4.106 ALEXANDER, T. K., and F. S. GOULDING: Nucl. Instr. Methods 13, 244 (1961).
4.107 LANDIS, D., and F. S. GOULDING: NAS-NRC Publ. 1184, 143 (1964).
4.108 PEELE, R. W., and T. A. LOVE: NAS-NRC Publ. 1184, 146 (1964).
4.109 ROUSH, M. L., M. A. WILSON, and W. F. HORNYAK: Nucl. Instr. Methods. 31, 112 (1964).
4.110 MATHÉ, GY., and B. SCHLENK: Nucl. Instr. Methods 27, 10 (1964).
4.111 FÜLLE, R., GY. MATHÉ, and D. NETZBAND: Nucl. Instr. Methods 35, 250 (1965).

4.112 MATHÉ, GY.: Nucl. Instr. Methods 39, 356 (1966).

4.113 BASS, R., W. KESSEL, and G. MAJONI: Nucl. Instr. Methods 30, 237 (1964).

4.114 ——— Nucl. Instr. Methods 34, 169 (1965).

4.115 NADAV, E., and B. KAUFMAN: Nucl. Instr. Methods 33, 289 (1965).

4.116 SCHWEIMER, W.: Nucl. Instr. Methods 39, 393 (1966).

4.117 VARGA, L.: Nucl. Instr. Methods 14, 24 (1961).

4.118 GATTI, E., and F. DE MARTINI: Nuclear Electronics, IAEA 2, 265 (1962).

4.119 TAKAMI, Y., and M. HOSOE: Nucl. Instr. Methods 31, 347 (1964).

4.120 NIZAN, A. I., and E. ELAD: Nucl. Instr. Methods 47, 210 (1967).

4.121 —— Nucl. Instr. Methods 51, 270 (1967).

4.122 CHASE, R. L., and L. R. POULO: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-14/1, 83 (1967).

4.123 PATZELT, R.: Nucl. Instr. Methods 59, 283 (1968).

4.124 WILLIAMS, C. W.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15/1, 297 (1968).

4.125 GERE, E. A., and G. L. MILLER: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-14/1, 89 (1967).

4.126 KLEIN, S. S., L. HULSTMAN, and J. BLOK: Nucl. Instr. Methods, 60, 88 (1968).

4.127 BERNARD, P., J. CHAMBON, J. MEY, and R. VAN ZURK: Nucl. Instr. Methods 60, 213 (1968) .

4.128 SATTLER, E.: Nucl. Instr. Methods 64, 221 (1968).

4.129 LEWYN, L. L.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-14/1, 126 (1967).

4.130 WAUGH, J. B. S.: Nucl. Instr. Methods 61, 121 (1968).

4.131 GEDCKE, D. A., and W. J. MCDONALD: Nucl. Instr. Methods 56, 148 (1967).

4.132 GRIEDER, P. K. F.: Nucl. Instr. Methods 56, 229 (1967).

4.133 GEDCKE, D. A., and W. J. MCDONALD: Nucl. Instr. Methods 58, 253 (1968).

4.134 COMPTON, JR., P. D., and W. A. JOHNSON: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-14/1, 116 (1967).

4.135 ABBATISTA, N., M. COLI, and V. L. PLANIAMURA: Nucl. Instr. Methods 44, 29(1966).

4.136 ——— Nucl. Instr. Methods 43, 383 (1966).

4.137 NUTT, R.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-14/1, 110 (1967).

4.138 TOVE, P. A., E. PETRUSSON, and Z. H. CHO: Nucl. Instr. Methods **47**, 249 (1967).

4.139 MANTAKAS, CH.: Nucl. Instr. Methods **48**, 179 (1967); Erratum: Nucl. Instr. Methods **51**, 357 (1967).

4.140 GORODETZKY, J., P.-L. WENDEL, CH. RING, and R. ARMBRUSTER: Nucl. Instr. Methods **45**, 72 (1966).

4.141 TURKO, B.: Nucl. Instr. Methods **56**, 261 (1967).

4.142 LYCKLAMA, H., and T. J. KENNETT: Nucl. Instr. Methods **59**, 56 (1968).

4.143 GARDNER, F. M., and R. MCKEETHEN: Nucl. Instr. Methods **46**, 121 (1967).

4.144 STRAUSS, M. G., L. L. SIFTER, F. R. LENKSZUS, and R. BRENNER: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15/3, 518 (1968).

4.145 GREENBLATT, J., K. S. KUCHELA, and N. K. SHERMAN: Nucl. Instr. Methods **49**, 86 (1967).

4.146 SCHUSTER, H.-J.: Nucl. Instr. Methods **63**, 182 (1968).

4.147 HRISOHO, A., Nucl. Instr. Methods **55**, 344 (1967).

4.148 ABBATTISTA, N., M. COLI, and V. L. PLANTAMURA: Nucl. Instr. Methods **59**, 163 (1968).

4.149 ROBINSON, L. B., F. GIN, and F. S. GOULDING: Nucl. Instr. Methods **62**, 237 (1968).

4.150 COLOMBO, G., and L. STANCHI: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15/1, 291 (1968).

4.151 ALBERIGI-QUARANTA, A., B. RIGHINI, and R. VOLTA: Nucl. Instr. Methods **54**, 199 (1967).

4.152 JOHNSON, F. A.: Nucl. Instr. Methods **58**, 134 (1968).

4.153 TAMM, U., W. MICHAELIS, and P. COUSSIEU: Nucl. Instr. Methods **48**, 301 (1967).

4.154 TOJO, A.: Nucl. Instr. Methods **50**, 38 (1967).

4.155 SOUČEK, B., and R. L. CHASE: Nucl. Instr. Methods **50**, 71 (1967).

4.156 SABBAH, B., and A. SUHAMI: Nucl. Instr. Methods **58**, 102 (1968).

4.157 ABE, K., N. KAWAMURA, and N. MUTSURO: Nucl. Instr. Methods **63**, 105 (1968).

4.158 JONES, D. W.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15/3, 491 (1968).

5.001 BELL, R. E.: Coincidence Techniques and the Measurement of Short Mean Lives. In: Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy (ed. K. SIEGBAHN), Vol. 2, p. 905. Amsterdam: North-Holland Publishing Company 1965.

5.002 DE BENEDETTI, S., and R. W. FINDLEY: Handbuch der Physik (ed. S. FLÜGGE). Vol. LYV, p. 222. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1958.

5.003 MIEHE, J. A., E. OSTERTAG and A. COCHE: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13/3, 127 (1966).

5.004 BELL, R. E., H. E. PETCH: Phys. Rev. 76, 1409 (1949).

5.005 —, R. L. GRAHAM. and H. E. PETCH: Canad. J. Phys. 30, 35 (1952).

5.006 ASPELUND, O.: Nucl. Instr. Methods 23, 1 (1963).

5.007 SUGARMAN, R. M., F. MERRITT, and W. HIGINBOTHAM: Nanosecond counter circuit manual, BNL 711 (1962); cf. e. g. R. M. SUGARMAN und F. MERRITT: Experimental performance of high-speed limiters for fast coincidence circuits, BNL Millimicro-Note No. 3 (1960) and Transistor limiters with overload protection, BNL Millimicro-Note No. 4 (1960).

5.008 VERGEZAC, P., and J. KAHANE: Nucl. Instr. Methods 26, 317(1964).

5.009 BARNA, A., J. H. MARSHALL, and M. SANDS: Nucl. Instr. Methods 7, 124 (1960).

5.010 SIDI, M., and U. SOLD: Nucl. Instr. Methods 21, 89 (1963).

5.011 WHETSTONE, A., and S. KOUNOSU: Rev. Sci. Instr. 33, 423 (1962).

5.012 BJERKE, A. E., Q. A. KERNS, and T. A. NUNAMAKER: Nucl. Instr. Methods 15, 249 (1962).

5.013 WIEGAND, C.: Nucl. Instr. Methods 20, 313 (1963).

5.014 ORMAN, P. R.: Nucl. Instr. Methods 21, 121 (1963).

5.015 GARVEY, J.: Nucl. Instr. Methods 29, 137 (1964).

5.016 SCHEER, J. A.: Nucl. Instr. Methods 22, 45 (1963).

5.017 WILLIAMS, C. W., and J. A. BIGGERSTAFF: Nucl. Instr. Methods 25, 370 (1964).

5.018 BELL, R. E.: Nucl. Instr. Methods 42, 211 (1966) .

5.019 GATTI, E., F. VAGHI, and E. ZAGLIO: Nuclear Electronics, IAEA 3, 105 (1962).

5.020 —, and U. SVELTO: Nucl. Instr. Methods 39, 309 (1966).

5.021 SCHWARZSCHILD, A.: Nucl. Instr. Methods **21**, 1 (1963).

5.022 BENOIT, P., C. AUBRET, et J. C. DUMAS: Electronique Nucléaire, p. 747. Paris: SFER 1963.

5.023 STUCKENBERG, H. J.: In: Kernphysikalische Meßverfahren (editor H. NEUERT), p. 408. Karlsruhe: Verlag G. Braun 1966.

5.024 AGOURIDIS, D. C.: Rev. Sci. Instr. **33**, 1396 (1962).

5.025 RAGSDALE, R. H.: Rev. Sci. Instr. **34**, 450 (1963).

5.026 BLAUGRUND, A. E., and Z. VAGER: Nucl. Instr. Methods **29**, 131 (1964).

5.027 EMMER, T. L.: NAS-NRC Publ. **1184**, 112 (1964).

5.028 BOTHE, W.: Z. f. Phys. **59**, 1 (1930).

5.029 FISCHER, J., and J. MARSHALL: Rev. Sci. Instr. **23**, 417 (1952).

5.030 ROSSI, B.: Nature **125**, 636 (1930).

5.031 DEBENEDETTI, S., and H. J. RICHINGS: Rev. Sci. Instr. **23**, 37 (1952).

5.032 DE VRIES, H.: Nuclear Electronics IAEA **3**, 59 (1962).

5.033 BRUNNER, W.: Nucl. Instr. Methods **30**, 109 (1964).

5.034 DUMAS, J. C., C. AUBRET, and P. BENOIT: Nucl. Instr. Methods **21**, 323 (1963).

5.035 GOULDING, F. S., and R. A. MCNAUGHT: Nucl. Instr. Methods **8**, 282 (1960).

5.036 GARWIN, R.: Rev. Sci. Instr. **24**, 618 (1953).

5.037 BAKER, S. C.: Nucl. Instr. Methods **12**, 20 (1961).

5.038 BALDINGER, E., P. HUBER, and K. P. MEYER: Rev. Sci. Instr. **19**, 473 (1948).

5.039 BAY, Z.: Phys. Rev. **83**, 242 (1951); Rev. Sci. Instr. **22**, 398 (1951).

5.040 MINTON, G. H.: J. Res. NBS **57**, 119 (1956).

5.041 MEILING, W., J. SCHINTELMEISTER, and F. STARY: Nucl. Instr. Methods **11**, 355 (1961).

5.042 KULLANDER, S.: Nucl. Instr. Methods **24**, 342 (1963).

5.043 NEDDERMEYER, S. H., E. J. ALTHAUS, W. ALLISON, and E. R. SCHATZ: Rev. Sci. Instr. **18**, 488 (1947).

5.044 LEWIS, I. A. D., and F. H. WELLS: Millimicrosecond Pulse Techniques. London: Pergamon Press 1959.

5.045 CHASE, R. L.: Nuclear Pulse Spectrometry. New York: McGraw-Hill 1961.

5.046 BJERKE, A. E., Q. A. KERNS, and T. A. NUNAMAKER: Nucl. Instr. Methods 12, 25 (1961).

5.047 GATTI, E., and V. SVELTO: Nucleonics 23/7, 62 (1965).

5.048 BONITZ, M.: Nucl. Instr. Methods 22, 238 (1963).

5.049 SCHUMANN, R. W.: Rev. Sci. Instr. 27, 686 (1956).

5.050 OLLIVIER, B., R. POUSSOT, and J. THÉNARD: Nuclear Electronics, IAEA 2, 81 (1962).

5.051 LUNDY, R. A.: Rev. Sci. Instr. 34, 146 (1963).

5.052 DURAND, P., et P. GIRAUD: Electronique Nucléaire, p. 643. Paris: SFER 1963.

5.053 WHITTAKER, J. K., et P. CAVANAGH: Electronique Nucléaire, p. 679. Paris: SFER 1963.

5.054 — Nucl. Instr. Methods 28, 293 (1964).

5.055 IVANOV, A. A.: Instr. Exptl. Techn. (UdSSR, 1966) 113.

5.056 GIANELLI, G.: Nuclear Electronics, IAEA 2, 49 (1962).

5.057 THÉNARD, J.: Nuclear Electronics, IAEA, 2, 101 (1962).

5.058 —, et G. VICTOR: Electronique Nucléaire, p. 333. Paris: SFER 1963.

5.059 — — Nucl. Instr. Methods 26, 45 (1964).

5.060 MEYER, H.: Electronique Nucléaire. p. 633. Paris: SFER 1963.

5.061 DURAND, P., P. GIRAUD, G. BRUDERMÜLLER, et B. REUTER: Electronique Nucléaire, p. 651. Paris: SFER 1963.

5.062 BELL, R. E., and M. H. JØRGENSEN: Canad. J. Phys. 38, 652 (1960).

5.063 RODDA, J. L., J. E. GRIFFIN, and M. G. STEWART: Nucl. Instr. Methods 23, 137 (1963).

5.064 THIEBERGER, P.: Nucl. Instr. Methods 44, 349 (1966).

5.065 WEBER, W., C. W. JOHNSTONE, and L. CRANBERG: Rev. Sci. Instr. 27, 166 (1956).

5.066 MEILING, W., J. SCHINTELMEISTER, and F. Stary: Nucl. Instr. Methods 21, 275 (1963).

5.067 CULLIGAN, G., and N. LIPMAN: Rev. Sci. Instr. 31, 1209 (1960).

5.068 OPHIR, D.: Nucl. Instr. Methods 28, 237 (1964).

5.069 BRUN, J. C., R. BRENIL, and C. VICTOR: Nuclear Electronics, IAEA 3, 99 (1962).

5.070 WIEBER, D. L.: Nucl. Instr. Methods 24, 269 (1963).

5.071 RODDICK, R. G., and F. J. LYNCH: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-

11/3, 399 (1964).

5.072 Schweimer, W.: Nucl. Instr. Methods **32**, 190 (1965).

5.073 Maydan, D.: Nucl. Instr. Methods **34**, 229 (1965).

5.074 Brafman, H.: Nucl. Instr. Methods **34**, 239 (1965).

5.075 Christiansen, J.: Nuclear Electronics, IAEA **3**, 93 (1962).

5.076 Bloess, D., and F. Münnich: Nucl. Instr. Methods **28**, 286(1964).

5.077 Kowalski, E.: Nucl. Instr. Methods **52**, 357 (1967).

5.078 Henebry, W.M., and A. Rasiel: IEEE Trans Nucl. Sci. **NS-13/2**, 64 (1966).

5.079 Ballini, R., and E. Pomelas: Nucl. Instr. Methods **11**, 331 (1961).

5.080 Weisberg, H. L., and S. Berko: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-11/3**, 406 (1964).

5.081 Weisberg, H.: Nucl. Instr. Methods **32**, 133 (1965).

5.082 Green, R. E., and R. E. Bell: Nucl. Instr. Methods **3**, 127 (1958).

5.083 Tinta, F.: Nuclear Electronics, IAEA **3**, 71 (1962).

5.084 Rogerieux, M., and P. Vergez: Nuclear Electronics, IAEA 3, 205 (1962).

5.085 Gorodetzky, S., R. Richert, R. Manquenouille, and A. Knipper: Nucl. Instr. Methods **7**, 50 (1960).

5.086 Jung, H.: Nucl. Instr. Methods **24**, 197 (1963).

5.087 Sunyar, A.W.: Proc. 2nd Conf. Peacef. Atom. En. **14**, 347(1958).

5.088 Jones, G.: J. Sci. Instr. **37**, 318 (1960).

5.089 Vergezac, P., et J. Kahane: Electronique Nucléaire, p. 629. Paris: SFER 1963.

5.090 Grin, G. A., and C. Joseph: Nucl. Instr. Methods **24**, 331 (1963).

5.091 Bell, J., S. J. Tao, and J. H. Green: Nucl. Instr. Methods **35**, 213 (1965).

5.092 —, J. H. Green, and S. J. Tao: Nucl. Instr. Methods **35**, 320 (1965).

5.093 Simms P. C.: Rev. Sci. Instr. **32**, 894 (1961).

5.094 Jones, G., and W. R. Falk: Nucl. Instr. Methods **37**, 22 (1965).

5.095 Bonitz, M., and E. J. Berlovich: Nucl. Instr. Methods **9**, 13(1960).

5.096 Cottini, C., e E. Gatti: Nuovo Cimento **4**, 1550 (1956).

5.097 Amram, Y.: Proc. Conference EANDC, Karlsruhe 1964, p. 268.

5.098 De Lotto, I., E. Gatti, and F. Vaghi: Proc. Conference EANDC, Karlsruhe 1964, p. 291.

5.099 ——— Alta Frequenza **33**, 839 (1964).

5.100 LEFEVRE, H.W., and J.T. RUSSELL: Rev. Sci. Instr. **30**, 159(1959).

5.101 CRESSWELL, J., and P. WILDE: Proc. Conference EANDC, Karlsruhe 1964, p. 300.

5.102 GRAHAM, R. L., J. S. GEIGER, R. E. BELL, and R. BARTON: Nucl. Instr. Méthods **15**, 40 (1962).

5.103 WEBER, J.: Nucl. Instr. Methods **25**, 285 (1964).

5.104 FALK, W., G. JONES, and R. ORTH: Nucl. Instr. Methods **33**, 345 (1965).

5.105 SEYFRIED, P., and S. DEIKE: Nucl. Instr. Methods **39**, 313 (1966).

5.106 LANGKAU, R.: Nucl. Instr. Methods **45**, 351 (1966).

5.107 IACI, G., and M. LO SAVIO: Nucl. Instr. Methods **65**, 103 (1968).

5.108 VAN ZURK, R.: Nucl. Instr. Methods **46**, 125 (1967).

5.109 MURN, R.: Nucl. Instr. Methods **63**, 233 (1968).

5.110 BERNAOLA, O. A., A. FILEVICH, and P. THIEBERGER: Nucl. Instr Methods **50**, 299 (1967).

5.111 ABBATISTA, N., V. L. PLANTAMURA, and M. COLI: Nucl. Instr. Methods **49**, 155 (1967).

5.112 GORNI, S., G. HOCHNER, E. NADAV, and H. ZMORA: Nucl. Instr. Methods **53**, 349 (1967).

5.113 MICHAELIS, W.: Nucl. Instr. Methods **61**, 109 (1968).

5.114 FOUAN, J. P., and J. P. PASSERIEUX: Nucl. Instr. Methods **62**, 327 (1968).

5.115 SHERMAN, I. S., R.G. RODDICK, and A.J. METZ: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15/3, 500 (1968).

5.116 WAUGH, J. B. S.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15/3, 509 (1968).

5.117 VAN ZURK, R.: Nucl. Instr. Methods **53**, 45 (1967).

5.118 VERWEIJ, H.: Nucl. Instr. Methods **41**, 181 (1966).

5.119 ABBATTISTA, N., M. COLI, and V. L. PLANTAMURA: Nucl. Instr. Methods **44**, 153 (1966).

5.120 CONRAD, R.: Nucl. Instr. Methods **48**, 229 (1967).

5.121 BUCHER, W. P., and C. E. HOLLANDSWORTH: Rev. Sci. Instr. **38**, 1259 (1967).

5.122 METZ, A. J.:Rev. Sci. Instr. **38**, 1445 (1967).

5.123 RIEDINGER, M., F. SCHMITT, G. METZGER, G. SUTTER, P. CHEVALLIER,

and C. WINTER: Nucl. Instr. Methods 47, 100 (1967).

5.124 MOSZYŃSKI, M.: Nucl. Instr. Methods 56, 141 (1967).

5.125 BARNA, A., and B. RICHTER: Nucl. Instr. Methods 59, 141 (1968).

5.126 GRIFFIN, J. E., and W. W. SOUDER: Nucl. Instr. Methods 64, 85 (1968).

5.127 LEUNG, C. Y., and D. A. L. PAUL: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15/3, 531 (1968).

5.128 STANCHI, L.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15/1, 315 (1968).

5.129 ROTA, A., G. BERTOLINI, and M. COCCHI: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-14/1, 152 (1967).

5.130 POLLY, P.: Nucl. Instr. Methods 49, 341 (1967).

5.131 WHITTAKER, J. K.: Nucl. Instr. Methods 45, 138 (1966).

5.132 AVIDA, R., and S. GORNI: Nucl. Instr. Methods 52, 125 (1967).

5.133 JOHNSON, F. A.: Nucl. Instr. Methods 59, 237 (1968).

5.134 OGATA, A., S. J. TAO, and J. H. GREEN: Nucl. Instr. Methods 60, 141 (1968).

5.135 ECKHAUSE, M., R. T. SIEGEL, and R. E. WELSH: Nucl. Instr. Methods 43, 365 (1966).

5.136 YOUSEFKHANI, A.: Nucl. Instr. Methods 53, 91 (1967).

5.137 SEN, P., and A. P. PATRO: Nucl. Instr. Methods 59, 289 (1968).

5.138 HAUSER, V., G. KNISSEL, J. MORITZ, and V. SCHNEIDER: Rev. Sci. Instr. 38, 1220 (1967).

5.139 DARDINI, C., G. IACI, M. LO SAVIO, and R. VISENTIN: Nucl. Instr. Methods 47, 233 (1967).

5.140 WHITE, G.: Nucl. Instr. Methods 55, 157 (1967).

5.141 SEN, P., and A. P. PATRO: Nucl. Instr. Methods 60, 335 (1968).

5.142 CHO, Z. H., L. GIDEFELDT, and L. ERIKSSON: Nucl. Instr. Methods 52, 273 (1967); Erratum: Nucl. Instr. Methods 57, 357 (1967).

5.143 KIESLER, R., and B. RIGHINI: Nucl. Instr. Methods 56, 357(1967).

5.144 FRANKE, H. G., and R. FRITZ: Nucl. Instr. Methods 52, 163(1967).

5.145 BAKER, C. A., C. J. BATTY, and L. E. WILLIAMS: Nucl. Instr. Methods 59, 125 (1968).

5.146 NADAV, E., M. PALMAI, and D. SALZMANN: Nucl. Instr. Methods 59, 173 (1968).

6.001 MILLMAN, J., and H. TAUB: Pulse and Digital Circuits. New York:

McGraw-Hill 1956.

6.002 PRESSMAN, A. I.: Design of Transistorized Circuits for Digital Computer. New York: John F. Rider Publisher 1959, cf. also german translation: Digitale Schaltungen mit Transistoren. Stuttgart: Berliner Union 1964.

6.003 STAUTON, W. A.: Pulse Technology. New York: John Wiley & Sons 1964.

6.004 RUMPF, K. H., u. M. PULVERS: Transistor Elektronik. Berlin: VEB Verlag Technik 1964.

6.005 WEBER, S.: Modern digital circuits (109 papers from Electronics, 1961 to 1963). New York: McGraw-Hill 1964.

6.006 DEAN, K. J.: Digital Instruments. London: Chapman and Hall Ltd 1965.

6.007 BORUCKI, L., u. J. DITTMAN: Digitale Meβtechnik. Berlin-Heidelberg-New York: Springer 1966.

6.008 BRILLOUIN, L.: Science and Information Theory. New York: Academic Press 1962.

6.009 WIENER, N.: Kybernetik. Düsseldorf: Econ-Verlag GmbH 1963.

6.010 SHANNON, C. E.: Trans. AIEE **57**, 713 (1938).

6.011 WEYH, U.: Elemente der Schaltungsalgebra. München: R. Oldenbourg 1964.

6.012 SPEISER, A. P.: Digitale Rechenanlagen. Berlin-Heidelberg-New York: Springer 1965.

6.013 KHAMBATA, A. J.: Introduction to integrated semiconductor circuits. New York: John Wiley & Sons 1963.

6.014 FOGLESONG, R. L.: The design of high speed all transistor logic circuits. SGS Fairchild Bollettino Applicazioni Semiconduttori, BAS 46, 1963.

6.015 VERWEIJ, H.: Nucl. Instr. Methods **20**, 323 (1963).

6.016 JACKSON, H. G., L. B. ROBINSON, and D. L. WIEBER: Nucl. Instr. Methods **30**, 261 (1964).

6.017 BERGMAN, R. H., and M. COOPERMAN: RCA Review **23**, 152 (1962).

6.018 COOPERMAN, M.: IEEE Trans. El. Comp. EC-13, 18 (1964).

6.019 HAZONI, Y.: Nucl. Instr. Methods **13**, 95 (1961).

6.020 DUCHEMIN, J. P.: Electronique Nucléaire, p. 755. Paris: SFER 1963.

6.021 VERROUST, G., and C. VICTOR: Nuclear Electronics, IAEA 3, 19 (1962).

6.022 RADEKA, V.: Nucl. Instr. Methods **22**, 153 (1963).

6.023 GOTO, E., K. MURATA, and K. NAKAZAWA, et al.: IRE Trans. El. Comp. EC-9, 25 (1960).

6.024 LEBAIL, P.: Electronique Nucléaire, p. 769. Paris: SFER 1963.

6.025 SUGARMAN, R., W. A. HIGINBOTHAM, and A. H. YOUDA: Nuclear Electronics, IAEA 3, 3 (1962).

6.026 BALDINGER, E.: Nucl. Instr. Methods **20**, 309 (1963).

6.027 WEBER, J.: Nucl. Instr. Methods **26**, 325 (1964).

6.028 SPIEGEL, P.: Rev. Sci. Instr. **31**, 754 (1960).

6.029 RABINOVICI, B.: Rev. Sci. Instr. **33**, 1391 (1962).

6.030 STANCHI, L.: Proc. IEEE **54**, 68 (1966).

6.031 FOOTE, R. S., and D. JOHNSON: Rev. Sci. Instr. **35**, 1126 (1964).

6.032 BALDINGER, E., and A. SIMMEN: Nucl. Instr. Methods **33**, 363 (1965).

6.033 MAXWELL, L., and C. MARAZZI: Proc. IEE **113**, 271 (1966).

6.034 ALEXANDER, T. K., and D. R. HEYWOOD: Nucl. Instr. Methods **13**, 83 (1961).

6.035 KUCHELA, K. S.: Nucl. Instr. Methods **16**, 287 (1962).

6.036 BONDÁR, L.: Nucl. Instr. Methods **24**, 280 (1963).

6.037 COOKE-YARBOROUGH, E. H., E. A. SAYLE, and J. P. KERRY: Nucl. Instr. Methods **30**, 106 (1964).

6.038 TARCZY-HORNOCH, M.: Electronic Design 9/2, 34 (1961).

6.039 ENGELMANN, R.: Electronics **36/46**, 34 (1963).

6.040 BIRK, M., and H. BRAFMAN et al.: Nuclear Electronics, IAEA 2, 429 (1962).

6.041 RADEKA, V.: Nuclear Electronics, IAEA 2, 437 (1962).

6.042 REKER, H.: Nucl. nstr. Methods **29**, 299 (1964).

6.043 VINCENT, C. H.: Nucl. Instr. Methods **29**, 306 (1964).

6.044 AMRAM, Y., H. GUILLON, and J. THÉNARD: Nuclear Electronics, IAEA 2, (1961).

6.045 BRUN, J. C., P. ANTOINE, G. CORBÉ, J. G. SCHILLER, and C. VICTOR: Nuclear Electronics, IAEA 3, 267 (1962).

6.046 MCNAUGHT, R., and A. PEARSON: Proc. Conference EANDC, Karlsruhe 1964, p. 409.

6.047 Horstmann, H.: Proc. Conference EANDC, Karlsruhe 1964, p. 413.

6.048 Brini, D., A. Gandolfi, and G. L. Tabellini: Nucl. Instr. Methods 8, 46 (1960).

6.049 Oxley, A. J.: Nucl. Instr. Methods 26, 77 (1964).

6.050 Rowles, J. B., R. A. W. Steels, and C. H. Vincenz: Nucl. Instr. Methods 27, 129 (1964).

6.051 Couleur, J. F.: IRE Trans. El. Comp. EC-7/4 (1958).

6.052 Meyerhoff, A. J.: Digital Applications of Magnetic Devices. New York: John Wiley & Sons 1960.

6.053 Quartly, C. J.: Square-Loop Ferrite Circuitry. London: Iliffe Books Ltd. 1962.

6.054 Steinbuch, K.: Taschenbuch der Nachrichtenverarbeitung. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1962.

6.055 Alexandre, B., G. Antier, et G. Grunberg: Electronique Nucléaire, p. 657. Paris: SFER 1963.

6.056 Emmer, T. L.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-12/1, 329 (1965).

6.057 Dakin, C. J., and C. E. G. Cooke: Circuits for digital equipment, p. 362. London: Iliffe Books Ltd. 1967.

6.058 Elmore, W. C., and M. Sands: Electronics. New York: McGraw-Hill 1949.

6.059 Giannelli, G., and V. Mandl: Rev. Sci. Instr. 31, 623 (1960).

6.060 Marvin, J. F., W. D. Miller, and M. K. Loken: Rev. Sci. Instr. 31, 1238 (1960).

6.061 Thomas, S.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-10/1, 36 (1963).

6.062 Cooke-Yarborough, E. H., and E. W. Pulsford: Proc. IRE 98/II, 196, (1951).

6.063 Vincent, C. H., and J. B. Rowles: Nucl. Instr. Methods 22, 201 (1963).

6.064 — —, and R. A. W. Steels: Nucl. Instr. Methods 26, 221 (1964).

6.065 Werner, M.: Nucl. Instr. Methods 34, 103 (1965).

6.066 Kostic, V. N., and B. J. Kovac: Nuclear Electronics, IAEA 2, 445 (1962).

6.067 Zadicario, J., J. Grünberg, and U. Sold: Nucl. Instr. Methods 33, 238 (1965).

6.068 Dakin, C. J., and C. E. G. Cooke: Circuits for digital equipment.

London: Iliffe Books Ltd. 1967.

6.069 TAN, Z. C.: Nucl. Instr. Methods **63**, 333 (1968).

6.070 MURATA, Y.: Nucl. Instr. Methods **64**, 349 (1968).

6.071 BALDINGER, E., and A. SIMMEN: Nucl. Instr. Methods **57**, 141(1967).

6.072 TAN, Z. C.: Rev. Sci. Instr. **38**, 1415 (1967).

6.073 —, and P. C. MAXWELL: Nucl. Instr. Methods **63**, 230 (1968).

6.074 — — Nucl. Instr. Methods **53**, 133 (1967), Erratum: Nucl. Instr. Methods **57**, 357 (1967).

6.075 FRANZ, H. W., D. FICK, and E. FLÜGEL: Nucl. Instr. Methods **46**, 106 (1967).

6.076 SEVERUS, R. P., T. F. TURNER, and A. R. KOELLE: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS–14**/3, 1078 (1967).

6.077 BUDGE, E. C.: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-14**/3, 1074 (1967).

6.078 POLYCHRONAKIS, G., and G. PHILOKYPROU: Nucl. Instr. Methods **44**, 90 (1966).

6.079 VINCENT, C. H.: Nucl. Instr. Methods **47**, 157 (1967).

6.080 TOLMIE, R.W., and Q. BRISTOW: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS–14**/1, 158 (1967).

7.001 PECINA, R. J., and W. WEIDEMANN: Nucl. Instr. Methods **27**, 285 (1964).

7.002 ISELIN, F.: Nucl. Instr. Methods **20**, 330 (1963).

7.003 BARNA, A., and D. HORELICK: Nucl. Instr. Methods **35**, 341(1965).

7.004 JACKSON, H. G., L. B. ROBINSON, and D. L. WIEBER: Nucl. Instr. Methods **30**, 261 (1964).

7.005 McGINNIS, G. A., R. J. PECINA, and L. L. PRUCHA: Nucl. Instr. Methods **36**, 255 (1965).

7.006 HUTCHINSON, G.W., and G.G. SCARROTT: Phil. Mag. **42**, 792(1951).

7.007 BYINGTON, P. W., and C. W. JOHNSTONE: IRE Conv. Record **3**, 204 (1955).

7.008 SCHUMANN, R. W., and J. P. McMAHON: Rec. Sci. Instr. **27**, 675 (1956).

7.009 EMMER, T. L.: IEEE Trans. **NS–12**/1, 329 (1965).

7.010 CHASE, R. L.: Nuclear Pulse Spectrometry. New York: McGraw-Hill 1961.

7.011 — IRE Trans. NS–9/3, 275 (1962).

7.012 GOULDING, F. S.: In: Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy (ed. K. SIEGBAHN), Vol. 1, p. 413. Amsterdam: North Holland Publishing Company 1965.

7.013 STANDORD, G. S.: Nucl. Instr. Methods **34**, 1 (1965).

7.014 GUILLON, H.: Nucl. Instr. Methods **43**, 240 (1966).

7.015 SPEISER, A. P.: Digitale Rechenanlagen. Berlin-Heidelberg-New York: Springer 1965.

7.016 LYNCH, F. J., and J. B. BAUMGARTNER: Proc. 2nd Int. Conf. Mössbauer Effect, p. 54. New York: John Wiley & Sons 1962.

7.017 CHASE, R. L.: IRE Natl. Conv. Record Pt. 9, 196 (1959).

7.018 ALEXANDER, T. K., and L. B. ROBINSON: Nucleonics **20**/5, 70(1962) and Nuclear Electronics, IAEA **2**, 173 (1962).

7.019 LITHERLAND, A. E., and D. A. BROMLEY: Nucl. Instr. Methods **6**, 176 (1960).

7.020 STRAUSS, M. G.: Nucl. Instr. Methods **29**, 69 (1964).

7.021 NORBECK, E.: Proc. Conference EANDC, Karlsruhe 1964, p. 366.

7.022 BIRK, M., T. BRAID, and R. DETENBECK: Rev. Sci. Instr. **29**, 203 (1958).

7.023 ROCKWOOD, C. C., and M. G. STRAUSS: Rev. Sci. Instr. **32**, 1211 (1961).

7.024 WELLS, F. H., I. N. HOOTON, and J. G. PAGE: J. Brit. Instr. Rad. Engrs. **20**, 749 (1960).

7.025 AMRAM, Y.: Nuclear Electronics, IAEA **2**, 73 (1962).

7.026 PAGÈS, A.: Nuclear Electronics, IAEA **2**, 185 (1962).

7.027 ZHUKOV, G. P., G. I. ZABYAKIN, et V. D. SHIBAYEV: Electronique Nucléaire, p. 575. Paris: SFER 1963.

7.028 SPINRAD, R. J.: Data Systems for Multiparameter Analysis. Ann. Rev. Nucl. Sci. **14**, 239 (1964).

7.029 — Digital Systems for Data Handling. In: Progress in Nuclear Techniques and Instrumentations (ed. F. J. M. FARLEY), Vol. 1, p. 221. Amsterdam: North-Holland Publishing Company 1965.

7.030 EGELSTAFF, P. A., and E. R. RAE: Proc. Conference EANDC, Karlsruhe 1964, p. 83.

7.031 HOOTON, I. N.: Proc. Conference EANDC, Karlsruhe 1964, p. 338.

7.032 SOUČEK, B.: Rev. Sci. Instr. **36**, 750 (1965).

7.033 —, Nucl. Instr. Methods **36**, 181 (1965).

7.034 —, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-**13**/1, 183 (1966).

7.035 Bianchi, G., C. R. Corge, and J. P. Meinadier: Proc. Conference EANDC, Karlsruhe 1964, p. 174.

7.036 Kandiah, K.: NAS-NRC Publ. **1184**, 322 (1964).

7.037 O'Kelley, G. D: Proc. Conference EANDC, Karlsruhe 1964, p. 385.

7.038 Dimmler, G., and G. Krüger: Proc. Conference EANDC, Karlsruhe 1964. p. 393.

7.039 Whalen, J. F.: Proc. Conference EANDC, Karlsruhe 1964, p. 399.

7.040 Mack, D. A.: NAS-NRC Publ. **1184**, 320 (1964).

7.041 Heath, R. L.: NAS-NRC Publ. **1184**, 313 (1964).

7.042 Lindenbaum, S. J.: On-Line Computer Techniques in Nuclear Research. Ann. Rev. Nucl. Sci. **16**, 619 (1966).

7.043 Foley, K. J., S. J. Lindenbaum, W. A. Love, S. Ozaki, J. J. Russell, and L. C. L. Yuan: Phys. Rev. Letters **10**, 376, 543 (1963); **11**, 425, 503 (1963); Nucl. Instr. Methods **30**, 45 (1964).

7.044 Jones, J. A.: Nucleonics **25**/1, 34 (1967).

7.045 Butler, J. W., and M. K. Butler: Nucleonics **25**/2, 44 (1967).

7.046 Brown, R. M., and E. Mueller: Nucleonics **25**/3, 48 (1967).

7.047 Colombo, G., and L. Stanchi: Nucl. Instr. Methods **42**, 104 (1966).

7.048 Lövborg, L.: Nucl. Instr. Methods **54**, 137 (1967).

7.049 Schiavuta, E, and F. Soso: Nucl. Instr. Methods **60**, 36 (1968).

7.050 Takaba, S.: Nucl. Instr. Methods **58**, 223 (1968).

7.051 Harms, J.: Nucl. Instr. Methods **53**, 192 (1967).

7.052 Euler, B.: Nucl. Instr. Methods **61**, 311 (1968).

7.053 Fullwood, R. R.: Nucl. Instr. Methods **50**, 261 (1967).

7.054 Castrica, F.: Nucl. Instr. Methods **48**, 157 (1967).

7.055 Waugh, J. B. S.: Nucl. Instr. Methods **58**, 293 (1968).

7.056 Steger, W. W.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-**14**/1, 655 (1967).

7.057 Gemmell, S. D.: Nucl. Instr. Methods **46**, 1 (1967).

7.058 Jones, J. A.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-**14**/1, 576 (1967).

7.059 Lidofsky, L. J.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-**15**/1, 93 (1968).

8.101 Wagner, K. W.: *Operatorentechnik nebst Anwendungen in Physik und Technik*. Leipzig: Joh. Ambr Barth 1940.

8.102 Hennyey, Z.: Linear Electric Circuits. Oxford: Pergamon Press 1963.

8.103 Carslaw, H. S., and J. C. Jaeger: Operational Methods in Applied Mathematics. Oxford: University Press 1948.

8.104 Doetsch, G.: Handbuch der Laplace-Transformation, Volume I. Basel: Birkhäuser Verlag 1950.

8.105 — Handbuch der Laplace-Transformation, Volume II. Basel: Birkhäuser Verlag 1955.

8.106 — Handbuch der Laplace-Transformation, Volume III. Basel: Birkhäuser Verlag 1966.

8.107 — Anleitung zum praktischen Gebrauch der Laplace-Transformation. München: Oldenbourg 1956.

8.108 Stiefel, E., u. J. Nievergelt: Fourier- und Laplace-Transformationen. Zürich: Verein der Mathematiker und Physiker an der ETH 1961.

8.109 Schlegel, H. R., u. A. Nowak: Impulstechnik. Prien/Chiemsee: C. F. Wintersche Verlagsbuchhandlung 1961.

8.110 Thomason, J. G.: Linear Feedback Analysis. London: Pergamon Press 1955.

8.111 Lewis, I. A. D., and F. H. Wells: Millimicrosecond Pulse Techniques. London: Pergamon Press 1959.

8.201 Gillespie, A. B.: Signal, Noise and Resolution in Nuclear Counte-Amplifiers. London: Pergamon Press 1953.

8.202 Baldinger, E., and W. Franzen: Amplitude and Time Measurement in Nuclear Physics. In: Advances in Electronics and Electron Physics 8, 255 (1956).

8.203 Tsukuda, M.: Nucl. Instr. Methods 14, 241 (1961).

8.204 Dearnaley, G., and A. B. Whitehead: Nucl. Instr. Methods 12, 205 (1961).

8.205 Thomason, J. G.: Linear Feedback Analysis. London: Pergamon Press 1955.

8.206 Bilger, H. R.: Nucl. Instr. Methods 40, 54 (1966).

8.207 Blankenship, J. L.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-11/3, 373 (1964).

8.208 Fairstein, E.: IRE Trans. Nucl. Sci. NS-8/1, 129 (1961).

8.209 van der Ziel, A.: Proc. IEEE 51, 461, (1963); 51, 1670 (1963);

50, 1808 (1962).

8.210 Radeka, V.: Field-Effect Transistors in Charge-Sensitive Preamplifiers. NAS-NRC Publ. **1184**. (1964).

8.211 —, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-11/3, 358 (1964).

8.212 Blalock, T. V.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-11/3, 365 (1964).

8.213 Radeka V.: Nucleonics **23**/7, 52 (1965).

8.214 Hahn, J., and R. Mayer: IRE Trans. Nucl. Sci. NS-9/4, 20 (1962).

8.215 Arbel, A. F.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15/4, 2 (1968).

8.216 Hatch, K.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15/1, 303 (1968).

［Ｇｅｎｅｒａｌ　Ｉｎｆｏｒｍａｔｉｏｎ］
书名＝核电子学
作者＝
页数＝４２３
ＳＳ号＝０
出版日期＝